This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

085
57
WIDENER LIBRARY
HX GFXE %

Sci 1085.57(1)

PJ 585

27826

PHILLIPS LIBRARY

OF

HARVARD COLLEGE OBSERVATORY.

SCIENCE CENTER LIBRARY

HARVARD COLLEGE
LIBRARY

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1899.

Erster Jahrgang.

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Arthur König.

Leipzig, 1899.

Verlag von Johann Ambrosius Barth.

Δ
Sci 1085.57 (1)
LIBRARY
TRANSFERRED TO
HARVARD COLLEGE LIBRARY

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichniss.*)

	Seite	
H. Rubens u. E. Aschkinass. Ueber die Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen	1	11
L. Grunmach. Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten aus geschmolzenen Metallen durch Messung der Wellenlänge von Oberflächenwellen	2	13
L. Grunmach. Ueber den Einfluss des Streckens durch Zugbelastung auf die Dichte des Materials	2	
H. du Bois. Umwandlungstemperaturen im elektromagnetischen Felde	2	
B. Schwalbe. H. W. Vogel †	3	60
O. Lummer u. E. Pringsheim. Die Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers	3	23
P. Spies u. A. Wehnelt. Ueber einen elektrolytischen Unterbrecher	3	53
W. Kaufmann u. Williams. Ueber eine Methode zur directen Bestimmung magnetischer Momentanwerthe . . . 3 u. 49		42
F. Richarz. Bemerkung über das Gesetz von Dulong und Petit . . . . . 3 u. 49		47
A. Schulze.		
Ueber die Wärmeleitung von Wismuth im magnetischen Felde	49	
Ueber eine Methode zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit fester Körper	49	
E. Warburg. Bemerkung über die Temperatur der Sonne .	49	50
F. Kurlbaum. Ueber das Emissions- und Absorptionsvermögen von Platinschwarz und Russ	66	
F. Neesen. Ueber einen mechanischen Widerstand beim Auftreten von Kathodenstrahlen	66	69
C. Liebenow. Thermodynamische Berechnung thermoelektromotorischer Kräfte metallischer Leiter . . 66 u. 81	74 u. 82	

*) An den durch die fettgedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mittheilungen über die betreffenden Gegenstände.

	Seite	
E. Warburg. Righi'scher Versuch über das optische Verhalten des Natriumdampfes im magnetischen Felde	67	
W. Kaufmann. Versuch über die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen	81	88
F. Neesen. Vereinfachungen an der selbstthätigen Kolbenquecksilberluftpumpe und vergleichende Versuche über die Geschwindigkeit der Wirkung verschiedener Luftpumpenarten	81	90
J. Almy. Ueber die Entladungspotentiale in festen und tropfbarflüssigen Dielektricis	81	95
M. Planck. Gustav Wiedemann †	101	
M. Planck. Wilhelm Brix †	102	
H. Starke. Ueber ein Refractometer zur Bestimmung des Brechungsexponenten von Flüssigkeiten mit dem Mikroskop	102	117
E. Pringsheim. Berichtigung	102	104
P. Drude. Zur Theorie der magneto-optischen Erscheinungen	105	107
W. Cady. Ueber die Energie der Kathodenstrahlen . . .	105	181
E. Lampe. Zum Gedächtniss von Philipp Wilhelm Brix . .	123	125
W. von Bezold. Ueber den gegenwärtigen Stand der erdmagnetischen Forschung	123	
J. Elster u. H. Geitel. Ueber den Einfluss eines magnetischen Feldes auf die durch die Becquerelstrahlen bewirkte Leitfähigkeit der Luft . . . . . 123 u.	139	136
E. Warburg. C. Lange †	139	
H. Ebert. Rückstosswirkungen elektrischer Wechselstromentladungen	140	141
M. Thiesen u. K. Scheel. Ueber eine Bestimmung der Spannkraft des Wasserdampfes bei und in der Nähe von 0°	140	
E. Pringsheim. Referat über Lord Kelvin's Abhandlung: The Age of the Earth as an Abode fitted for Life . . .	145	
F. S. Archenhold. Ueber den Swift'schen Kometen 1899 a .	145	
A. Wehnelt. Einige neuere Versuche über den elektrolytischen Unterbrecher	146	
M. Eschenhagen. Ueber erdmagnetische Intensitätsvariometer	146	147
J. Edler. Ueber Untersuchungen des Einflusses der vagabondirenden Ströme elektrischer Strassenbahnen auf erdmagnetische Messapparate	146	174
E. Warburg. Eugen von Lommel †	153	
F. Kohlrausch. Nachruf auf G. Wiedemann	153	155
H. du Bois u. A. P. Wills. Ueber die kryogene und thermometrische Verwendung des Kohlensäureschnees . . .	153	168

Seite

A. P. Wills und O. Liebknecht. Moleculare Susceptibilität paramagnetischer Salze 154 170

H. Gerstmann. Die Bestimmung des absoluten Gewichtes der Molecüle, nebst Beschreibung eines neuen Calorimeters 193 194

F. F. Martens. Neues Polarisationsphotometer für weisses Licht 193 204

O. Lummer u. E. Pringsheim.
1. Die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins 214 215
2. Temperaturbestimmung fester glühender Körper . . 214 230

H. Boas. Ein Polarisationsphotometer zur Messung der Contrastintensität der Röntgenstrahlen 214 242

H. du Bois u. O. Liebknecht. Moleculare Susceptibilität der Salze seltener Erden 214 236

F. Kohlrausch. Ueber die Temperaturvertheilung in einem elektrisch geheizten zusammengesetzten Leiter . . . 241

W. Jäger u. H. Diesselhorst. Ueber Wärmeleitung und Elektricitätsleitung in Metallen . . . . . 241 u. 245

A. Gleichen. Grundriss einer Dioptrik der Atmosphäre mit besonderer Berücksichtigung einiger photometrischer Verhältnisse (Helligkeit der Sterne und des verfinsterten Mondes) 246

J. Koenigsberger. Ueber die Abhängigkeit der optischen Constanten der Metalle von der Temperatur 246 247

F. Neesen. Bemerkung zu der Mittheilung von Hrn. H. Ebert in der Sitzung vom 19. Mai 1899 . . . . . 246 253

F. Kohlrausch. Ueber einige durch die Zeit oder durch Belichtung hydrolysirte Lösungen von Chloriden . . . 257 259

G. C. Schmidt. Ueber den Einfluss der Temperatur auf das Potentialgefälle in verdünnten Gasen 257 265

W. Heuse. Ueber den Potentialgradienten in Gasgemischen 257 269

S. Guggenheimer. Zur Kenntniss des Potentialgradienten bei der Entladung durch Röntgenstrahlen 257 272

Stefan Meyer. Bemerkung zu der Abhandlung der Herren H. du Bois u. O. Liebknecht: Moleculare Susceptibilität der Salze seltener Erden 257 275

F. F. Martens. Ueber eine neue photometrische Vergleichsvorrichtung mit Zwillingsprisma 258 278

F. F. Martens. Ueber eine Neuconstruction des König'schen Spectralphotometers 258 280

Seite

Bericht über die 71. Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte in München 209

Satzungen der Gesellschaft 5

Redactionsordnung für die „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft“ 254

Geschäftliches . . . . 1, 4, 5, 65, 66, 105, 145, 154, 193, 213 u. 245

Vermögens-Bilanz der Gesellschaft 68

Aufnahme und Austritt von Mitgliedern 2, 4, 49, 67, 103, 106, 124, 140, 145, 146, 154, 193, 214, 241, 246 u. 258

Mitgliederliste 285

Jahrg. 1. Nr. 1.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 6. Januar 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Die in der Sitzung vom 16. December vorigen Jahres eingehend discutirten und dann einstimmig angenommenen neuen Satzungen werden, wie es die bisherigen Statuten der Gesellschaft erfordern, nochmals zur Abstimmung gebracht und finden wiederum einstimmige Annahme.

Damit hat sich der Uebergang der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin in eine

Deutsche Physikalische Gesellschaft

vollzogen.

Es wird beschlossen, die neuen Satzungen in der ersten Nummer der Verhandlungen durch Abdruck zur Kenntniss der Mitglieder zu bringen.

Es wird die Frage discutirt, ob ein wissenschaftlicher Ausschuss schon in der heutigen Sitzung einzusetzen sei. Die Versammlung beschliesst, dass nach § 17 der Satzungen die erstmaligen Wahlen der Mitglieder des wissenschaftlichen Ausschusses in der ersten Märzsitzung gleichzeitig mit den Mitgliedern des Vorstandes vorzunehmen sind.

Hr. **H. Rubens** spricht nach gemeinsam mit Hrn. **E. Aschkinass** angestellten Versuchen

über die Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen.

Hr. **L. Grunmach** berichtet dann über eine von ihm ausgeführte

experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten aus geschmolzenen Metallen durch Messung der Wellenlänge von Oberflächenwellen.

Das bisherige Mitglied Hr. C. KASSNER hat seinen Austritt aus der Gesellschaft erklärt.

Sitzung vom 20. Januar 1899.

Vorsitzender: Hr. E. WARBURG.

Hr. **L. Grunmach** spricht

über den Einfluss des Streckens durch Zugbelastung auf die Dichte des Materials.[1])

Hr. **H. du Bois** trägt dann vor über:

Umwandlungstemperaturen im elektromagnetischen Felde.[2])

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen Hr. Prof. Dr. W. OSTWALD in Leipzig.

---

1) Der Inhalt des Vortrages ist bereits in der Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte zu Düsseldorf am 22. September 1898 vorgetragen und ferner in Wied. Ann. 67. p. 227—232. 1899 veröffentlicht worden.

2) Das Manuscript zu diesem Vortrage ist bereits in der Sitzung vom 16. December 1898 der Physik. Gesellsch. zu Berlin vorgelegt und in dem Bericht über diese Sitzung abgedruckt worden.

Sitzung vom 3. Februar 1899.

Vorsitzender: Hr. E. WARBURG.

Hr. B. SCHWALBE gedenkt in längerer Ansprache der wissenschaftlichen Verdienste des am 17. December vorigen Jahres verstorbenen Mitgliedes der Gesellschaft

H. W. Vogel,

Professor an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg.

Die Anwesenden erheben sich zum ehrenden Angedenken des Hingeschiedenen.

Hr. **O. Lummer** spricht nach gemeinsam mit Hrn. **E. Pringsheim** angestellten Versuchen über

die Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers.

Hr. **P. Spies** demonstrirt auf Grundlage gemeinsam mit Hrn. **A. Wehnelt** angestellter Versuche

einen elektrolytischen Unterbrecher.

Hr. **W. Kaufmann** legt eine auf Versuchen von Hrn. WILLIAMS gegründete Abhandlung vor:

über eine Methode zur directen Bestimmung magnetischer Momentanwerthe.

Hr. **F. Richarz** lässt (durch Hrn. O. KRIGAR-MENZEL) eine Bemerkung über das Gesetz von DULONG und PETIT der Gesellschaft vorlegen.

Es wird der Abdruck der beiden letztgenannten Abhandlungen in dem Bericht über die heutige Sitzung beschlossen, der Vortrag derselben aber auf die nächste Sitzung verschoben.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Frl. Dr. Elsa Neumann, Berlin W, Potsdamerstrasse 10.

Hr. Dr. A. Wehnelt, Charlottenburg, Leibnizstrasse 68.

Hr. Dr. Dittenberger, Charlottenburg, Physik.-Techn. Reichsanstalt.

Hr. Dr. Usener, Charlottenburg, Physik.-Techn. Reichsanstalt.

Hr. Prof. Dr. O. Wiedeburg, Leipzig, Liebigstrasse 8.

Hr. Dr. A. Dahms, Leipzig, Grassistrasse 26

Benachrichtigung für die Mitglieder der Gesellschaft.

Im Interesse eines geregelten Einganges der Beiträge werden die auswärtigen Mitglieder gebeten, den Beitrag von 5 Mark für das laufende Jahr, soweit dies nicht schon geschehen, baldigst an den Rechnungsführer der Gesellschaft Hrn. Prof. Dr. M. Planck, Berlin W, Tauenzienstrasse 18A einzusenden. Vom 1. März ab ist derselbe nach § 9 der Satzungen befugt, den Beitrag einschliesslich der Portokosten durch Postnachnahme zu erheben.

Satzungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

§ 1. Die Deutsche Physikalische Gesellschaft, welche ihren Sitz in Berlin hat, bezweckt, das Studium der physikalischen Wissenschaften zu befördern.

§ 2. Diesen Zweck sucht die Gesellschaft zu erreichen:

a) durch Herausgabe ihrer Verhandlungen, wodurch insbesondere den Mitgliedern Gelegenheit zu schneller Veröffentlichung kurzer Mittheilungen gegeben werden soll;

b) durch Herausgabe eines Jahresberichts über die Fortschritte der Physik;

c) durch Mitwirkung an der Herausgabe der Annalen der Physik und Chemie;

d) durch Theilnahme an den Sitzungen der Abtheilung für Physik in der Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte;

e) durch regelmässige Sitzungen in Berlin, in denen die Mitglieder theils über ihre eigenen, theils über die neusten fremden physikalischen Arbeiten Vorträge halten;

f) durch einen Lesezirkel, in welchem den Berliner Mitgliedern die neuen in den Besitz der Gesellschaft gelangenden Zeitschriften mitgetheilt werden.

§ 3. Die Verhandlungen werden jedem Mitglied der Gesellschaft sogleich nach ihrem Erscheinen kostenfrei zugesandt.

§ 4. Den Jahresbericht über die Fortschritte der Physik kann jedes Mitglied durch Vermittelung des Rechnungsführers von der Gesellschaft zu dem mit der Verlagsbuchhandlung vereinbarten Vorzugspreis beziehen.

§ 5. Die Mitglieder der Gesellschaft theilen sich nach der Verschiedenheit ihrer Rechte und Pflichten in zwei Gruppen:

a) die Gruppe der Berliner Mitglieder;

b) die Gruppe der Auswärtigen Mitglieder.

Die Zugehörigkeit zur Gruppe a) ist obligatorisch für alle in Berlin und den Vororten von Berlin wohnhaften Mitglieder, fakultativ für die übrigen.

§ 6. Jedes Berliner Mitglied entrichtet halbjährlich im Voraus einen Beitrag von zehn Mark. Die Termine für die Einzahlung sind der 1. Januar und der 1. Juli. Erfolgt die Aufnahme des Mitglieds in der zweiten Hälfte eines Halbjahres, so wird für dieses Halbjahr der Beitrag von demselben nicht erhoben.

§ 7. Die Berliner Mitglieder werden zu jeder Sitzung der Gesellschaft besonders eingeladen.

§ 8. Die Zeitschriften des Lesezirkels werden den Berliner Mitgliedern, sofern sie es wünschen, einmal in der Woche zugesendet.

§ 9. Jedes auswärtige Mitglied entrichtet zu Beginn eines jeden Kalenderjahres einen Beitrag von fünf Mark. Vom 1. März ab kann derselbe einschliesslich Portokosten vom Rechnungsführer durch Postnachnahme eingezogen werden. Erfolgt die Aufnahme des Mitglieds in der zweiten Hälfte eines Jahres, so wird für dies Jahr der Beitrag nicht erhoben.

§ 10. Die Gesellschaft versammelt sich, abgesehen von einer durch die Herbstferien gegebenen Unterbrechung, der Regel nach alle vierzehn Tage einmal in Berlin, und zwar für jetzt am Freitag Abends $7^1/_2$ Uhr. Die Sitzungstage werden zu Beginn jedes Jahres sämmtlichen Mitgliedern bekannt gegeben. Die Sitzungen sind öffentlich, so lange wissenschaftliche Gegenstände verhandelt werden.

§ 11. Alle Abstimmungen der Gesellschaft, mit Ausnahme der in den §§ 12, 13 und 33 erwähnten, erfolgen durch absolute Mehrheit der in der Sitzung anwesenden Berliner und auswärtigen Mitglieder. Tritt Stimmengleichheit ein, so ist der betreffende Antrag verworfen. Zur Gültigkeit einer Abstimmung ist die Anwesenheit von mindestens zwölf Mitgliedern erforderlich, unter denen mindestens drei Mitglieder des Vorstandes sich befinden.

§ 12. Wenn in einer Sitzung aus dem Grunde eine Abstimmung nicht vorgenommen werden kann, dass die erforderliche

Anzahl von Mitgliedern nicht anwesend ist, sowie in den Ferien, hat der Vorsitzende die Befugniss, eine Abstimmung sämmtlicher Mitglieder auf schriftlichem Wege vornehmen zu lassen.

§ 13. Wer als Mitglied aufgenommen zu werden wünscht, muss von Seiten eines Mitglieds vorgeschlagen werden. Der Vorschlag wird schriftlich dem Vorsitzenden angemeldet und durch diesen zugleich mit dem Namen des Vorschlagenden in der nächsten Sitzung, sowie in der Einladung zu der darauffolgenden Sitzung mitgetheilt. Am Schluss dieser Sitzung wird der Vorgeschlagene als Mitglied proklamirt, falls nicht vorher von einem Mitglied Abstimmung beantragt wird, die alsdann durch sämmtliche Mitglieder auf schriftlichem Wege erfolgt.

§ 14. Jedem neu gewählten Mitglied wird eine Benachrichtigung über seine Aufnahme nebst einem Exemplar der Satzungen und der Redaktionsordnung der Verhandlungen vom Schriftführer zugefertigt, und die Wahl in der nächsten Nummer der Verhandlungen allen Mitgliedern bekannt gegeben.

§ 15. Der Vorstand besteht aus dem Vorsitzenden, dem Schriftführer, dem Rechnungsführer, den Redakteuren der Verhandlungen und der Jahresberichte, dem Bibliothekar und deren Stellvertretern. Die Zahl der Stellvertreter für jedes dieser Aemter setzt die Gesellschaft in der Wahlsitzung nach Bedürfniss fest.

§ 16. Der wissenschaftliche Ausschuss besteht aus dem Vorsitzenden, zwei Berliner Mitgliedern des Vorstandes, und drei auswärtigen Mitgliedern. Jedes Mitglied des Ausschusses hat einen Stellvertreter.

§ 17. Vorstand und wissenschaftlicher Ausschuss, jener ausschliesslich der Redakteure, werden jedesmal auf ein Jahr, und zwar in der ersten Sitzung des März, gewählt. Die Redakteure der Verhandlungen und der Jahresberichte werden von dem gewählten Vorstand kooptirt.

§ 18. Für die Besetzung jedes einzelnen Amtes findet ein besonderer Wahlakt statt. Die Wahl geschieht durch Stimmzettel, oder, falls keinerlei Widerspruch erfolgt, durch Akklamation. Wenn bei der Abstimmung keine absolute Mehrheit zu Stande kommt, so werden die vier Mitglieder,

welche die meisten Stimmen auf sich vereinigen, und wenn sich auch bei der zweiten Abstimmung noch keine absolute Mehrheit ergiebt, die zwei Mitglieder, denen die meisten Stimmen zugefallen sind, auf die engere Wahl gebracht. Bei Stimmengleichheit entscheidet das Loos.

§ 19. Scheidet ein Vorstandsmitglied vor Ablauf seiner Amtszeit aus, so findet eine Neuwahl statt.

§ 20. Die Mitglieder machen in den Sitzungen, soweit sie glauben, dass es für die Gesellschaft von Interesse sein kann, Mittheilungen über eigene Untersuchungen und über die wichtigsten fremden Leistungen in allen Zweigen der physikalischen Wissenschaften.

§ 21. Mittheilungen für die Verhandlungen müssen in einer Sitzung durch ein anwesendes Mitglied mit kurzer Inhaltsangabe vorgelegt werden.

§ 22. Jedes Mitglied hat der Gesellschaft, wenn möglich, ein Exemplar aller Schriften zuzustellen, die es während seiner Mitgliedschaft herausgiebt.

§ 23. Wünscht ein Mitglied sich durch die Mittheilung an die Gesellschaft die Priorität einer Entdeckung zu sichern, so hat es die Darlegung derselben beim Vorstand schriftlich einzureichen. Das Manuscript wird von dem Vorsitzenden und dem Schriftführer unter dem Datum des Tages, an welchem die Einreichung geschehen ist, und ausserdem des Tages, an welchem der Vortrag vor der Gesellschaft gehalten worden ist, mit ihren Namensunterschriften und dem Gesellschaftssiegel versehen und zu den Akten der Gesellschaft gelegt.

§ 24. Ausser den wissenschaftlichen Mittheilungen der Mitglieder enthalten die Verhandlungen fortlaufenden Bericht über den Zugang und Abgang von Mitgliedern, sowie über die wichtigeren Vorkommnisse in der Gesellschaft.

§ 25. Die Benutzung der Bibliothek steht jedem Mitglied der Gesellschaft frei, den auswärtigen Mitgliedern gegen Erstattung der Unkosten; die Entleihung einer Druckschrift ist unter allen Umständen schriftlich zu bescheinigen.

§ 26. Der Vorsitzende hat die Tagesordnung für die Sitzungen zu bestimmen und in ihnen die Verhandlungen zu

leiten; auch leitet er die Verhandlungen des wissenschaftlichen Ausschusses.

§ 27. Der Vorsitzende und der Schriftführer übernehmen den Briefwechsel der Gesellschaft und besorgen die Einladungen zu den Sitzungen. Ersterer bewahrt die Akten der Gesellschaft. Der Schriftführer führt das Protokoll in den Sitzungen. Der Bibliothekar führt die Aufsicht über die Bibliothek, sowie auch über die der Gesellschaft gehörigen Geräthschaften und Vorrichtungen, und besorgt den Lesezirkel.

§ 28. Der wissenschaftliche Ausschuss beräth und beschliesst über allgemeine wissenschaftliche Fragen und dient als begutachtendes Organ für die Redaktionsgeschäfte der Gesellschaft, auch ordnet er die Betheiligung der Gesellschaft an der Versammlung deutscher Naturforscher und Aerzte. Er tritt mindestens einmal im Jahre zusammen, und zwar der Regel nach auf der deutschen Naturforscherversammlung, doch können auch auf schriftlichem Wege Beschlüsse des Ausschusses zu Stande kommen. Der Ausschuss entscheidet durch absolute Majorität, in seinen Sitzungen durch absolute Majorität der anwesenden Mitglieder. Bei Stimmengleichheit giebt der Vorsitzende den Ausschlag. Ist weder der Vorsitzende der Gesellschaft noch sein Stellvertreter anwesend, so wählt der Ausschuss seinen Vorsitzenden.

§ 29. Der Rechnungsführer hat über die Geldangelegenheiten Buch und Rechnung zu führen, in der ersten Sitzung des März, vor der Neuwahl des Vorstandes, der Gesellschaft Rechenschaft abzulegen und den Etatsentwurf für das nächste Jahr zur Beschlussnahme zu unterbreiten. Die stellvertretenden Rechnungsführer sind verpflichtet, die Prüfung der Rechnungsbücher zu übernehmen und das Ergebniss derselben der Gesellschaft mitzutheilen.

§ 30. Die regelmässigen Ausgaben werden durch Genehmigung des Etats seitens der Gesellschaft festgesetzt.

§ 31. Wenn ein Mitglied aus der Gesellschaft austreten will, so hat es dem Vorsitzenden davon schriftliche Anzeige zu machen.

§ 32. Von Mitgliedern, welche trotz zweimaliger schriftlicher Aufforderung von Seiten des Rechnungsführers am

Schluss eines halben Jahres nach dem Fälligkeitstermine ihren Beitrag nicht bezahlt haben, wird angenommen, dass sie der Gesellschaft nicht mehr angehören wollen.

§ 33. Ein Antrag auf Aenderung der Satzungen ist auf den Einladungskarten zu einer Sitzung dem Inhalt nach mitzutheilen und darf nur zur Abstimmung gebracht werden, wenn mindestens zwanzig Mitglieder, und darunter mindestens vier Mitglieder des Vorstandes, anwesend sind. Zur Annahme ist die Zustimmung von mindestens zwei Dritteln der Anwesenden erforderlich. Der Beschluss bedarf überdies zu seiner Gültigkeit noch der Bestätigung durch eine zweite, auf schriftlichem Wege vorzunehmende Abstimmung, zu welcher sämmtliche Mitglieder der Gesellschaft durch Rundschreiben unter Angabe des Beschlusses der ersten Sitzung und Bezeichnung eines Abstimmungstermins aufgefordert werden. Bei dieser Abstimmung entscheidet die absolute Mehrheit der Abstimmenden.

§ 34. Die in den vorstehenden Satzungen enthaltenen Bestimmungen treten mit dem 6. Januar 1899 in Kraft, an Stelle des Statuts der Berliner physikalischen Gesellschaft vom 13. April 1877.

Uebergangsbestimmungen.

1. Die bisherigen auswärtigen Mitglieder können unter den früheren Bedingungen der Gesellschaft auch fernerhin angehören, wenn sie einen dahin gehenden Wunsch bis zum 1. März 1899 dem Vorstande mittheilen.

2. Der bisherige Vorstand verwaltet die Geschäfte bis zur Neuwahl im März 1899.

Berlin, im Jahre 1899.

Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen;

von H. Rubens und E. Aschkinass.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. Januar 1899.)

(Vgl. oben S. 1.)

In dem sichtbaren Spectralgebiete besitzt der Quarz eine fast vollkommene Durchlässigkeit. Die geringe Intensitätsschwächung, die ein Lichtbündel durch Einschalten einer Quarzplatte in den Strahlengang erfährt, rührt allein von der Reflexion an seinen Oberflächen her. Auch im ersten Theile des ultrarothen Spectrums bleiben diese Verhältnisse noch ungeändert. Erst bei 2,3 μ beginnt eine merkliche Absorption, die nun aber mit wachsender Wellenlänge schnell zunimmt, sodass von etwa 4,5 μ an durch eine Platte von einigen Millimetern Dicke die Strahlungsintensität völlig absorbirt wird. Die Grösse des Absorptionscoefficienten erfährt in dem nun folgenden Spectralgebiete mannichfache Schwankungen — bei 8,50 μ, 9,02 μ und 20,75 μ liegen drei Streifen metallischer Absorption[1]) —, ist indessen überall so beträchtlich, dass von einer etwa 1 mm dicken Quarzschicht nichts mehr hindurchgelassen wird. Das von einem Quarzprisma entworfene Spectrum eines erhitzten Körpers endigt daher auf der Seite der geringeren Brechbarkeit bei ca. 4,5 μ.

In einer unlängst publicirten Arbeit[2]) war es uns gelungen, die bis dahin erreichte Grenze der Wellenlänge im ultrarothen Spectrum erheblich zu überschreiten, indem wir Wellen von 51,2 μ und 61,1 μ aus der Gesammtemission isoliren konnten. Bei der Untersuchung der Eigenschaften dieser Strahlen ergab sich u. a., dass dieselben von einer Quarzplatte wieder in merklichem Betrage hindurchgelassen werden. Ausserdem fanden wir durch Beobachtung der Reflexion für dieselbe Substanz die hohen Brechungsexponenten $n = 2{,}46$ für $\lambda = 51{,}2\,\mu$

1) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 418. 1897.

2) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. **65.** p. 241. 1898.

und $n = 2{,}12$ für $\lambda = 61{,}1\ \mu$, Werthe, die sich dem aus der KETTELER-HELMHOLTZ'schen Dispersionsformel berechneten Brechungsexponenten für unendlich lange Wellen, $n = 2{,}14$, der mit der Wurzel aus der Dielektricitätsconstanten genau übereinstimmt, schon beträchtlich nähern.

Das von einem Quarzprisma entworfene Spectrum eines erhitzten Körpers muss nach diesen Ergebnissen auch die ultrarothen Strahlen von grosser Wellenlänge enthalten. Der Ort, an welchem die letzteren ein leuchtendes Object in jenem Spectrum abbilden, muss aber auf der ultravioletten Seite desselben liegen, da ja die Brechungsexponenten für diese Strahlen viel grösser sind als für die sichtbaren. Infolge dieses grossen Unterschiedes in dem Brechungsvermögen des Quarzes für die langwelligen ultrarothen und die übrigen von dieser Substanz hindurchgelassenen Strahlen muss es gelingen, durch gewöhnliche spectrale Zerlegung, die erstere aus der Gesammtemission auszusondern.

Der Versuch, bei welchem wieder der Auerbrenner als Energiequelle diente, lieferte das erwartete Resultat. Das Intensitätsmaximum der langwelligen ultrarothen Strahlung fand sich in dem Spectrum eines Quarzprismas von $6^\circ 2'$ brechendem Winkel bei einer Minimalablenkung von $7^\circ 6'$, woraus sich ein Brechungsexponent von $n = 2{,}18$ ergiebt.

Bei einem zweiten Versuche mit einem Quarzprisma von $10^\circ 9'$ fand sich in analoger Weise der Werth $n = 2{,}19$.

Mit einem Beugungsgitter wurde noch die mittlere Wellenlänge der Strahlen bestimmt, welche diesem Brechungsexponenten entsprachen, und es ergab sich dieselbe als $\lambda = 56\ \mu$.

Charlottenburg, Physikal. Inst. d. Techn. Hochsch.

Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten und von geschmolzenen Metallen durch Messung der Wellenlänge von Oberflächenwellen;

von Leo Grunmach.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. Januar 1899.) [1]

(Vgl. oben S. 2.)

Die unter der Wirkung des Moleculardruckes auf Flüssigkeitsoberflächen zu Stande kommenden „Capillarwellen" sind zuerst von FARADAY [2]) und später von SCOTT RUSSELL [3]) beobachtet und untersucht, und in neuerer Zeit an mehreren Flüssigkeiten nach verschiedenen Erregungsmethoden von Hrn. L. MATTHIESSEN [4]) studirt worden. WILLIAM THOMSON [5]) hat dann, ausgehend von hydrokinetischen Betrachtungen, für Flüssigkeitswellen, welche in hinreichend tiefen und weiten Gefässen unter der gemeinsamen Wirkung der Schwere und der Oberflächenspannung erzeugt werden können, eine Beziehung abgeleitet zwischen ihrer Fortpflanzungsgeschwindigkeit und ihrer Wellenlänge, nämlich

$$v^2 = g\frac{\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi}{\lambda}\frac{T}{\sigma}, \tag{1}$$

in welcher v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, g die Beschleunigung durch die Schwere, λ die Wellenlänge, T die Oberflächenspannung und σ die Dichte der Flüssigkeit bedeutet. Die Discussion der Formel führte THOMSON zu der durch das Experiment bestätigten Folgerung, dass es ein Minimum für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit geben müsse, welches man erhält, wenn man die Gleichung nach λ differen-

---

1) Vom Verfasser auf der Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte zu Düsseldorf vorgetragen am 20. September 1898.

2) M. FARADAY, Pogg. Ann. **26.** p. 193. 1831.

3) S. RUSSEL, Rep. Brit. Assoc. **7.** 1834; **12.** 1842.

4) L. MATTHIESSEN, Pogg. Ann. **134.** p. 107. 1868; **141.** p. 375. 1870

5) W. THOMSON, Phil. Mag. **42.** p. 368. 1871.

zirt und hernach $dv/d\lambda$ gleich Null setzt. Es ergiebt sich dann für das Minimum der Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$v_{\min} = \sqrt{2\sqrt{\frac{g\,T}{\sigma}}}$$

und die diesem Minimum entsprechende Wellenlänge

$$\lambda_{\min} = 2\pi\sqrt{\frac{T}{g\,\sigma}}.$$

Wellen, deren Länge kleiner ist, als dieser Werth, nennt THOMSON „ripples" (Kräuselungen, Kräuselwellen); sie werden in ihrem Entstehen und Fortbestehen nur in geringem Maasse von der Schwere beeinflusst, während man mit „capillary ripples" (Capillarwellen) Wellen von noch kleinerer Wellenlänge (2 mm und darunter) zu bezeichnen pflegt, welche von der Schwere nahezu unabhängig und nur durch die Oberflächenspannung bedingt sind. Für solche Wellen kann man daher das erste Glied auf der rechten Seite der THOMSON'schen Gleichung vernachlässigen, und man erhält, wenn man $v^2 = n^2\lambda^2$ setzt, wo n die Anzahl der Molecularschwingungen der Flüssigkeit in der Secunde bedeutet,

$$T = \frac{1}{2\pi}\sigma\, n^2\lambda^3. \tag{2}$$

Mittels dieser Formel lässt sich also die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit (in Dynen pro Centimeter) berechnen, wenn ihre Dichte, die Anzahl ihrer Molecularschwingungen und deren Wellenlänge (in Centimeter) bekannt ist.

Die experimentelle Bestätigung der Richtigkeit der THOMSON'schen Formel hat nun Hr. MATTHIESSEN[1]) gegeben durch sinnreiche, von ihm angegebene und angewandte Messungsmethoden, insbesondere mit Hülfe von tönenden Stimmgabeln, an deren Zinken feine Stifte befestigt waren, durch deren Schwingungen Wellen auf den Flüssigkeiten erregt wurden. In einer früheren Arbeit[2]) hatte er die Isoperiodicität der Schwingungen der erregenden Stimmgabeln und der Molecüle der Flüssigkeit nachgewiesen, sodass die vorhin gemachte Voraussetzung, dass die Anzahl n der Molecularschwingungen der Flüssigkeit bekannt sei, gleichbedeutend ist mit der leicht zu erfüllenden

1) L. MATTHIESSEN, Wied. Ann. **38.** p. 118. 1889.
2) L. MATTHIESSEN, Wied. Ann. **32.** p. 626. 1887.

Bedingung, dass die Schwingungsanzahl der erregenden Stimmgabel bekannt sei. Zur Erzeugung der Capillarwellen taucht man also eine in einem festen Stativ gelagerte Stimmgabel von hoher Schwingungsanzahl mit den an ihren beiden Zinken versehenen feinen Stiften in ein weites, mit der Flüssigkeit gefülltes Gefäss etwa 1—2 mm tief ein und bringt sie zum Tönen; es entstehen dann auf der Niveaufläche um die Spitzen als Centren zwei fortschreitende Kreiswellensysteme und zwischen den Spitzen ein System stehender Interferenzwellen, hyperbelförmiger, in der Axe äquidistanter Rippungen, deren Knoten und Bäuche sich durch die Spiegelwirkung gekrümmter Flächen als scharfe, dunkle und helle Linien abheben. Hr. Mathiessen hatte bei seinen Versuchen die Stifte an den Zinken der Stimmgabel mit Wachs befestigt und die Wellenlänge λ gemessen, indem er über die Flüssigkeitsoberfläche einen Stangenzirkel von bekannter Spitzenentfernung hielt und eine möglichst grosse Anzahl der zwischen den Spitzen desselben liegenden Knotenlinien der Interferenzwellen direct abzählte.

Für Präcisionsmessungen erscheint indessen diese Art der Wellenlängenmessung nicht ausreichend, auch muss für eine sicherere Befestigung der Stifte Sorge getragen werden, da eine Unsicherheit in der Bestimmung der Schwingungsanzahl oder der Wellenlänge eine zweimal, bez. dreimal so grosse Unsicherheit in der Bestimmung der Oberflächenspannung zur Folge hat. Differenzirt man die Gleichung (2) nach n und nach λ, so zeigt sich, dass bei Anwendung einer Stimmgabel von etwa 253 Schwingungen in der Secunde eine Unsicherheit von einer Schwingung für die Bestimmung der Oberflächenspannung des Quecksilbers eine Unsicherheit von etwas mehr als 1 Proc. und für die des Wassers von 0,8 Proc. zur Folge hat, und dass ein Fehler von nur 0,01 mm der Wellenlänge bereits einen Fehler von 2,5 Proc. in der Grösse der Oberflächenspannung des Quecksilbers und einen Fehler von 1,5 Proc. von der des Wassers bedingt.

Bei der von mir benutzten Stimmgabel sind die beiden genau gleich langen Stahlspitzen mit feinen Gewinden versehen und in die unteren Flächen der Zinken fest eingeschraubt. Die Stimmgabel selbst ist in einem soliden Stativ in verticaler Lage zu verschieben und unverrückbar zu befestigen; ihre

Erregung erfolgt durch Anschlagen der unteren Zinkenenden mittels eines Korkhammers. Die Schwingungsanzahl n ist von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bei verschiedenen Temperaturen (t) bestimmt und durch die Gleichung gegeben

$$n = 253{,}13 - 0{,}025\,(t - 19{,}1^{0}) \pm 0{,}05.$$

Zur genauen Messung von λ habe ich ein Ablesemikroskop von folgender Form construirt und angewandt: Unmittelbar hinter dem Ocular ist ein Schlittenapparat angebracht, der zwei in derselben Ebene liegende Fadenkreuzpaare enthält, welche einzeln durch besondere Schrauben relativ gegen ein-

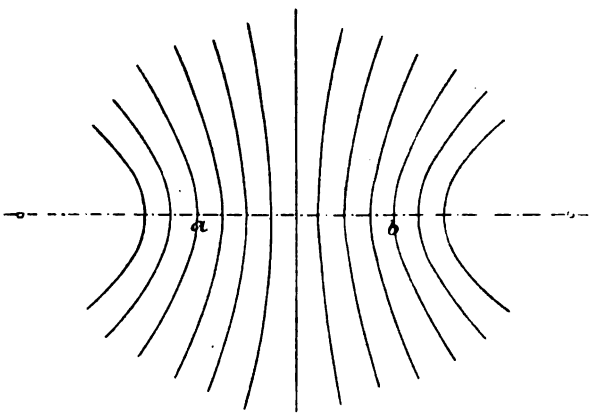


Fig. 1.

ander bewegt und auf einer constanten Entfernung, die im Maximum dem Abstande (2,05 cm) der beiden Stimmgabelspitzen entspricht, festgestellt werden können. Unabhängig von diesen Fadenkreuzpaaren lässt sich in einer zu ihrer Ebene parallelen und von ihr um kaum mehr als die Dicke des Fadens entfernten Ebene ein dritter verticaler Spinnwebefaden mittels einer feinen Mikrometerschraube bewegen, welche an ihrem Ende mit einer in 100 Theile getheilten Messtrommel versehen ist. Die Messung der Wellenlänge erfolgt in folgender Weise: Nach Erregung der in die Flüssigkeit eintauchenden Stimmgabel werden die Kreuzungspunkte der beiden Fadenkreuzpaare mittels der zugehörigen Schrauben auf die Mitten a und b zweier symmetrisch zur Mitte liegenden Interferenzcurven (Fig. 1) eingestellt, die Anzahl der zwischen a und b

liegenden Intervalle mittels des durch die Mikrometermessschraube zu bewegenden Verticalfadens abgezählt und die Entfernung $a\,b$ gemessen durch die Differenz der beiden Ablesungen, die man an der Trommel der Messschraube erhält, einmal, wenn der Verticalfaden auf b, und dann, wenn er auf a eingestellt wird. Zur Auswerthung der Schraube wurde mittels derselben vor und nach jeder Messungsreihe die Entfernung der Stimmgabelspitzen gemessen, welche andererseits durch zahlreiche Messungsreihen mittels eines Horizontalcomparators bestimmt ward.

Die zu untersuchende Flüssigkeit befindet sich in einem weiten, tiefen Porzellangefäss, welches auf einer nivellirbaren Eisenplatte ruht. Dem senkrecht zur Stimmgabelaxe befindlichen Mikroskop gegenüber ist ein regulirbarer Spalt aufgestellt, welcher durch eine hinter ihm befindliche elektrische Glühlampe nebst Beleuchtungslinse beleuchtet wird. Lichtquelle, Linse und Spalt sind in solcher Entfernung und Höhe hinter dem Flüssigkeitsgefäss aufgestellt, dass das von der Flüssigkeitsoberfläche reflectirte Spaltbild im Gesichtsfeld des passend geneigten Ablesemikroskops erscheint.

Der Untersuchung unterworfen wurden bisher Quecksilber, welches im Vacuum destillirt worden war, destillirtes Wasser, welches gleichfalls in einer silbernen, innen stark vergoldeten Destillationsblase kurz vor den Versuchen destillirt worden war, ferner absoluter Alkohol, Zuckerlösungen verschiedener Concentration, russisches Leuchtöl und amerikanisches Mineralöl, deren Dichten vor und nach den Versuchen sorgfältigst mittels Normalaräometer ermittelt worden waren. Die Versuche mit diesen Flüssigkeiten sind von mir während der letzten zwei Jahre im grossen, auf constanter Temperatur zu erhaltenden Comparatorsaal der Normal-Aichungs-Commission ausgeführt worden. Die ganze Versuchsanordnung befand sich auf einem der isolirten Pfeiler des Saales. Eine ausführliche Mittheilung und eingehende Discussion dieser Versuche und ihrer Ergebnisse wird an anderer Stelle erfolgen. Hier sei nur vorläufig mitgetheilt, dass sich für eine Temperatur von 18° C. folgende Werthe der Oberflächenspannung in Grammcentimeter ergeben haben:

		Vergleichswerthe, gewonnen aus Versuchen nach der Steighöhenmethode:
Für Quecksilber	0,400	
Für destillirtes Wasser . . .	0,075	0,074
Für absoluten Alkohol . . . (spec. Gewicht 0,7969)	0,027	0,029
Für russisches Leuchtöl . . (spec. Gewicht 0,822)	0,031	0,033
Für amerikanisches Mineralöl (spec. Gewicht 0,756)	0,030	0,031
Für 19 proc. Zuckerlösung . . (spec. Gewicht 1,080)	0,067	0,069
Für 80 proc. Zuckerlösung . . (spec. Gewicht 1,131)	0,063	0,067

Diese Werthe, welche möglicherweise noch eine kleine Correctur erhalten können, da alle Controlrechnungen noch nicht ausgeführt sind, zeigen eine gute Uebereinstimmung mit Werthen, welche aus ausgedehnten, nach der Steighöhenmethode an der Normal-Aichungs-Commission angestellten Beobachtungen folgen.

Der Werth für Quecksilber ist aus zahlreichen Messungen gewonnen und bezieht sich auf reines Quecksilber, welches nach der Destillation in einer bis an den Hals gefüllten und verschlossenen Glasflasche einen Tag lang aufbewahrt und unmittelbar vor den Messungen durch ein Filter aus Conceptpapier in die Porzellanschale hineinfiltrirt worden war. Denselben Werth 0,40 erhielt ich, als ich die Porzellanschale durch eine zur Erde abgeleitete eiserne Schale ersetzte. Bleibt das Quecksilber, vor Staub oder Verunreinigung geschützt, längere Zeit (Tage lang) mit der atmosphärischen Luft in Berührung, so sinkt der Werth der Oberflächenspannung allmälig von 0,40 bis auf 0,34.

Ich habe nun weiter die Oberflächenwellenmethode angewandt zur Bestimmung der Capillarconstanten von schmelzenden und geschmolzenen Metallen.

Zweierlei Schwierigkeiten sind bei diesen Versuchen vor allem zu überwinden: die erste besteht darin, eine reine, glänzende, oxydfreie Metallspiegeloberfläche zu erhalten, die

zweite darin, jede fremde Erschütterung zu vermeiden. Die erste Schwierigkeit, welche eine Folge davon ist, dass die unedlen geschmolzenen Metalle sehr leicht an der Luft oxydiren, konnte dadurch gehoben werden, dass über der zu beobachtenden Metalloberfläche künstlich eine Stickstoff- oder eine Kohlensäureatmosphäre geschaffen wurde. Zu diesem Zwecke wurden aus mit condensirtem Stickstoff bez. mit flüssiger Kohlensäure gefüllten Bomben die Gase, nachdem sie zuvor gereinigt, getrocknet und genügend vorgewärmt waren, aus einem mit einer Löcherreihe versehenen Kranze in schwachem, continuirlichen Strome in das Erhitzungsgefäss, in welchem sich der Metallspiegel bilden sollte, geleitet. Das Erhitzungsgefäss bestand im wesentlichen aus zwei concentrischen Eisenschalen (Fig. 2). In der äusseren Schale wurde das Metall zunächst zum Schmelzen gebracht und dann die innere, mit einem übergreifenden Rande versehene Schale eingesetzt; in dieser bildete sich dann nach vorsichtiger Lüftung des eine Kreisöffnung im Boden verschliessenden Stopfens eine Metallspiegelfläche aus, wie sie schöner nicht vom reinsten Quecksilber erhalten werden konnte. Im Laufe der Versuche erwies es sich noch als einfacher und zweckmässiger, die innere Schale, nachdem in der äusseren die oberste geschmolzene Metallschicht mittels eines Stahlmessers bei Seite gefegt war, direct ohne den verschliessenden Stopfen aufzusetzen. Durch die kreisrunde, absolut rein zu haltende Oeffnung im Boden steigt dann das flüssige Metall in die innere Schale auf und bildet in ihr einen vollkommenen Spiegel.

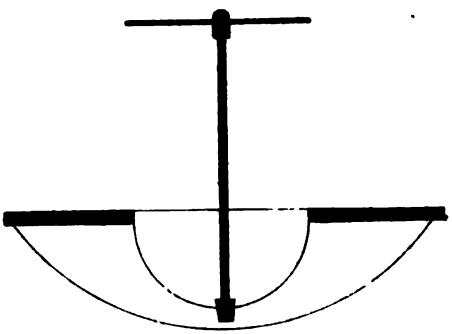


Fig. 2.

Eine zweite bei weitem grössere Schwierigkeit liegt in der Nothwendigkeit der Vermeidung jeder fremden Erschütterung. Die Versuche mit den geschmolzenen Metallen habe ich im physikalischen Laboratorium unserer Hochschule ausgeführt; auch

hier benutzte ich für die Aufstellung einen der isolirten Pfeiler. Das Erhitzungsgefäss durfte aber jetzt nicht auf die starke Grundplatte des Stimmgabelstativs aufgestellt werden, weil durch die Schwingungen der Stimmgabel störende Vibrationen des Stativs hervorgerufen wurden, sondern es musste in der Grundplatte ein grosser kreisförmiger Ausschnitt gemacht werden, welcher es ermöglichte, Erhitzungsgefäss und Stimmgabelstativ, beide unabhängig von einander auf dem Pfeiler aufzustellen.

Nachdem dann das Metall zum Schmelzen gebracht, auf die soeben beschriebene Weise ein schöner reiner Metallspiegel gebildet und die mit grosser Vorsicht in denselben 1—2 mm tief eingeführte Stimmgabel erregt worden war, bildete sich das Wellensystem sofort mit grosser Schärfe aus; dasselbe blieb indessen, vermuthlich weil die Schwingungen sehr schnell durch das flüssige Metall gedämpft werden, nur zu kurze Zeit bestehen, um mit der Sicherheit und Genauigkeit abgezählt und ausgemessen werden zu können, wie bei den gewöhnlichen Flüssigkeiten. Immerhin betrug die Zeitdauer, während welcher die Interferenzlinien deutlich sichtbar waren, einige Secunden. Ich nahm deshalb zur Photographie meine Zuflucht und es gelang mir, mit freundlicher Unterstützung meines Freundes und Collegen, des Hrn. O. Raschdorff, sowie der Herren Stud. E. Neuberg und E. Strunz, bei Anwendung von Sonnenlicht, welches vom Heliostaten reflectirt wurde, und auch bei elektrischem Licht gute und übereinstimmende photographische Aufnahmen zu erhalten von Oberflächenwellen, welche auf flüssigem Blei, auf flüssigem Zinn und auf verschiedenen leicht flüssigen Legirungen durch die Schwingungen der Stimmgabel erregt wurden.[1]) Diese photographischen Aufnahmen wurden mikrometrisch ausgemessen und unter Benutzung der zugehörigen photographischen Aufnahmen der bekannten Spitzenentfernung die Wellenlängen in Millimeter ausgewerthet. Auf diese Weise wurden die specifischen Cohäsionen und die Oberflächenspannungen für Blei, Zinn, die Blei-Zinnlegirung $PbSn_3$, Wood'sche, Rose'sche und Lipowitz'sche

1) Dieselben waren während der Naturf.-Versamml. zu Düsseldorf (September 1898) in der „Ausstellung betreffend die Photographie im Dienste der Wissenschaft" ausgestellt und wurden in der Sitzung der physik. Gesellschaft objectiv dargestellt.

Legirung bestimmt, indem für flüssiges Blei, flüssiges Zinn und die flüssige Blei-Zinnlegirung die von den Hrrn. VICENTINI und OMODEI[1]) bestimmten specifischen Gewichte und für die anderen Legirungen die von mir auf pyknometrischem Wege bestimmten specifischen Gewichte, deren Werthe ich indessen noch nicht als definitive betrachtet wissen möchte, zu Grunde gelegt wurden. Die Metalle sind als chemisch rein (elektrolytisch dargestellt) von der Firma C. A. F. KAHLBAUM bezogen worden, die Legirungen habe ich selbst aus ihnen durch mehrfaches sorgfältiges Umschmelzen dargestellt.

Es ergab sich für:

	Temperatur	Spec. Gewicht	Oberflächenspannung in Grammcentimeter
WOOD's Legirung	145° C.	9,52	0,345
ROSE's Legirung	145	9,34	0,350
LIPOWITZ's Legirung	160	9,58	0,334
Zinn-Bleilegirung	215	8,05	0,394
Zinn	240	6,988	0,359
Blei	335	10,645	0,482

Für Zinn und Blei liegen Vergleichswerthe vor, bei annähernd denselben Temperaturen, gewonnen nach der Tropfenmethode, welche Hr. QUINCKE[2]) in seiner grundlegenden Abhandlung zuerst über diesen Gegenstand mittheilt und auf eine grosse Anzahl von Metallen angewandt hat, und ausserdem Werthe, welche Hr. SIEDENTOPF[3]) nach der HELMHOLTZ-KÖNIG'schen opthalmometrischen Methode[4]) der Messung der Krümmung an den Kuppen von Tropfen bestimmt hat:

	QUINCKE	SIEDENTOPF	GRUNMACH
Zinn =	0,598	0,624	0,359
Blei =	0,457	0,519	0,482

Während die Werthe für Blei eine in Anbetracht der Schwierigkeit der Versuche und der Unsicherheit in der Kenntniss der specifischen Gewichte gute Uebereinstimmung

1) G. VICENTINI u. D. OMODEI, Atti della R. Acc. di Torino **23.** p. 38. 1887; **24.** p. 177. 1888.

2) G. QUINCKE, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, **27.** p. 132. Febr. 1868 und Pogg. Ann. **134.** p. 356. 1868; **135.** p. 621. 1868.

3) H. SIEDENTOPF, Inaugural-Dissertation, Göttingen, p. 39. 1897.

4) A. KÖNIG, Wied. Ann. **16.** p. 1. 1882.

zeigen, weichen die Werthe für Zinn beträchtlich von einander ab.

Ich habe auch mit den reinen Metallen Cadmium und Wismuth Versuche angestellt, bin aber bei diesen noch nicht zu befriedigenden Resultaten gelangt, sodass ich noch nicht habe feststellen können, ob und welch' ein Zusammenhang zwischen den Capillarconstanten der leicht schmelzbaren Legirungen und denen ihrer componirenden Bestandtheile besteht, und ob für diese die QUINCKE'sche Hypothese zutreffend ist, dass sich ihre specifischen Kohäsionen wie die ganzen Zahlen 1, 2, 3 . . . verhalten. Des weiteren sind von mir zahlreiche Versuche ausgeführt worden, bei denen über der flüssigen Metalloberfläche sich eine hochsiedende durchsichtige Flüssigkeit (z. B. reines Anilin, Olivenöl, Phenantren etc.) befand, durch welche hindurch die Oberflächenwellen leicht und sicher mittels des Mikrometermikroskops gemessen und die Oberflächenspannung der flüssigen Metalle gegen jene Flüssigkeiten und letzterer gegen Luft bestimmt wurden.

In derselben Weise wurde Quecksilber unter einer Schicht von reinem absoluten Alkohol bei tiefen Temperaturen beobachtet, und es ergab sich als Mittel aus zwei vollständig übereinstimmenden Reihen als:

Oberflächenspannung von reinem Quecksilber gegen absoluten Alkohol in Grammcentimeter

bei 18° C.	kurz vor dem Erstarren	beim Schmelzen
	unter dem flüssigen Quecksilber befindet sich noch festes Quecksilber	
0,373		0,400

Auf diese Weise lassen sich die Oberflächenwellen sicher bis zur Erstarrung der Metalle messend verfolgen.

„Die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers“ [1]*;*
von O. Lummer und E. Pringsheim.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Februar 1899.)

(Vgl. oben S. 3.)

Für die gasförmigen Körper mit discontinuirlichen Spectren hat man schon aus der Qualität der Strahlung wichtige Schlüsse ziehen können (Spectralanalyse). Bei den continuirlichen Spectren der festen und flüssigen Körper sind quantitative Messungen erforderlich, um überhaupt Unterschiede im Strahlungscharakter nachweisen zu können.

Im folgenden beschränken wir uns auf die Betrachtung der reinen Temperaturstrahlung, welche vollkommen bekannt ist, sobald man die Strahlungsenergie als Function von Wellenlänge und Temperatur darstellen kann.

Zwei allen festen und flüssigen Körpern gemeinsame Strahlungseigenschaften bieten sich ohne weiteres der Beobachtung dar:

1. die Strahlungsenergie steigt mit der Temperatur rasch an und

2. die spectrale Vertheilung der Energie (Farbe) ändert sich mit der Temperatur so, dass mit steigender Temperatur die relative Intensität der kürzeren Wellen zunimmt.

Die älteren, an beliebig herausgegriffenen Körpern unternommenen Versuche konnten zu keinem Strahlungsgesetze von genereller Bedeutung führen, da diese Gesetze von Körper zu Körper variiren. Dies ist bis in die neueste Zeit häufig ausser Acht gelassen worden, wiewohl Kirchhoff [2]) schon im Jahre 1860 ausgesprochen hat, dass Strahlungsgesetze von genereller

---

1) Die Resultate dieser Untersuchung sind von Hrn. F. Kohlrausch in der Sitzung der k. Akad. der Wissensch. zu Berlin vom 24. November 1898 vorgetragen worden. Bei der Ausführung unserer Arbeit hat Hr. Braun, technischer Assistent an der Reichsanstalt, eifrig und thätig mitgewirkt, wofür wir ihm hiermit unseren Dank aussprechen.

2) G. R. Kirchhoff, Pogg. Ann. **109.** p. 292. 1860.

Bedeutung nur für einen Körper von besonderer Art zu erwarten sind, den von ihm bei der Herleitung seines Gesetzes über Absorption und Emission theoretisch definirten absolut schwarzen Körper. Dieser ist dadurch charakterisirt, dass er „alle Strahlen, die auf ihn fallen, vollkommen absorbirt, also Strahlen weder reflectirt, noch hindurchlässt". KIRCHHOFF spricht es auch aus, dass die Function, welche die Energie in Beziehung zu Wellenlänge und Temperatur setzt, unzweifelhaft von einfacher Form ist, wie alle Functionen es sind, die nicht von den Eigenschaften einzelner Körper abhängen, und fügt hinzu, dass erst, wenn auf experimentellem Wege diese Function gefunden ist, die ganze Fruchtbarkeit seines Satzes sich zeigen werde. Dieser Satz lautet:

$$\frac{E}{A} = e,$$

wo E und A das Emissions- und Absorptionsvermögen eines beliebigen Körpers, und e das Emissionsvermögen des vollkommen schwarzen Körpers für die gleiche Temperatur und dieselbe Wellenlänge bedeuten. Kennt man also die Strahlung des schwarzen Körpers als Function von Wellenlänge und Temperatur, so sind dadurch die Strahlungsgesetze für alle diejenigen Körper bekannt, deren Absorptionsvermögen ebenfalls als Function von Wellenlänge und Temperatur gegeben ist. Experimentell einfacher dürfte der umgekehrte Weg sein, durch die Untersuchung der Strahlung eines Körpers mit Hülfe der Kenntniss von e auf die Absorption A zu schliessen.

Von historischem Interesse ist es, dass KIRCHHOFF den verschiedenen Körpern bei derjenigen Temperatur, wo das Leuchten beginnt, stillschweigend das gleiche Lichtemissionsvermögen zuschreibt, indem er das DRAPER'sche Gesetz, wonach alle Körper bei der gleichen Temperatur zu leuchten beginnen, als Consequenz seines Satzes hinstellt.

Auf Grund des bis 1879 vorliegenden Beobachtungsmaterials hat STEFAN [1]) das nach ihm benannte Strahlungsgesetz aufgestellt, dass die Gesammtstrahlung eines Körpers proportional ist der vierten Potenz seiner absoluten Temperatur. Dieser Satz,

1) J. STEFAN, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien (2) 79. p. 391—428. 1879.

von dem STEFAN irrthümlich glaubte, dass er die Strahlungseigenschaften so verschiedener Körper, wie Russ, Platin, Glas etc. darstelle, erlangte seine wahre Bedeutung erst, als BOLTZMANN auf theoretischem Wege das gleiche Gesetz für den vollkommen schwarzen Körper abgeleitet hatte.[1])

Nach der elektromagnetischen Lichttheorie übt ein Strahl auf die Flächeneinheit bei senkrechter Incidenz einen Druck aus, welcher gleich ist der in der Volumeneinheit in Gestalt dieser Strahlung enthaltenen Energie. Nach Analogie einer in der kinetischen Gastheorie üblichen Schlussweise wird gefolgert, dass in einem Würfel mit gleichtemperirten Wänden auf jede Würfelfläche nur ein Drittel der gesammten Strahlen drückend wirkt. In einem solchen Raume ist nach KIRCHHOFF die Strahlungsdichtigkeit die eines schwarzen Körpers und die Strahlungsenergie eine blosse Function der Temperatur. Ist die Gesammtstrahlung in der Volumeneinheit gleich $\psi(t)$, so wird der Aetherdruck $f(t)$ auf die Flächeneinheit:

$$f(t) = \frac{1}{3}\psi(t). \tag{1}$$

BARTOLI hatte einen Kreisprocess ausgedacht, durch den er die Existenz des Aetherdrucks in einem durchstrahlten Raume als Folge des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie erweist. Die Existenz und die Grösse des Aetherdrucks folgert BOLTZMANN, wie oben erwähnt, aus der elektromagnetischen Lichttheorie; den BARTOLI'schen Kreisprocess benutzt er, um zwischen dem Aetherdruck $f(t)$ und der Strahlungsenergie $\psi(t)$ des schwarzen Körpers eine quantitative Beziehung abzuleiten, von der Form:

$$t\,df - f\,dt = \psi\,dt. \tag{2}$$

Mit Hülfe der Formel (1) folgt somit:

$$\frac{t\,.\,d\psi}{3} = \frac{4}{3}\psi\,dt,$$

welche Gleichung durch Integration giebt:

$$\psi = \text{const.}\,t^4. \tag{3}$$

Hier bedeutet t die absolute Temperatur; die Integrationsconstante ist gleich Null gesetzt, d. h. es wird angenommen,

1) L. BOLTZMANN, Wied. Ann. 22. p. 31 ff. u. p. 291—294. 1884.

dass für den absoluten Nullpunkt die Strahlung des schwarzen Körpers gleich Null ist. Die Gleichung (3) ist das STEFAN-BOLTZMANN'sche Gesetz, das wir in der Form schreiben wollen:

$$(I) \qquad S = \int_0^\infty E \, d\lambda = \text{const } T^4,$$

wo S die Gesammtstrahlung, E die zur Wellenlänge λ gehörige Strahlung des schwarzen Körpers von der absoluten Temperatur T bedeutet.

BOLTZMANN deutet schliesslich an, dass man auf demselben Wege, den KIRCHHOFF eingeschlagen hat, um sein Gesetz für jede Wellenlänge abzuleiten, auch hier das Strahlungsgesetz für homogene Strahlen herleiten könne.

Die Prüfung des STEFAN-BOLTZMANN'schen Gesetzes scheiterte früher daran, dass keine Körper bekannt waren, welche, wie es nach KIRCHHOFF vom schwarzen Körper verlangt wird, „Strahlen weder reflectiren, noch hindurchlassen". Erst als die schon von KIRCHHOFF aus seinem Gesetze gefolgerte charakteristische Eigenschaft eines gleichtemperirten Hohlraums erkannt und benutzt war, um die Strahlung des schwarzen Körpers mit grosser Annäherung auch bei den höchsten Temperaturen zu verwirklichen[1]), konnte eine experimentelle Prüfung vorgenommen werden. Wir bedienten uns zu diesem Zwecke[2]) metallischer, innen geschwärzter Hohlkörper, aus deren Innerem die Strahlung durch eine Oeffnung der Wand nach aussen gelangen konnte. Es zeigte sich, dass innerhalb des beobachteten Temperaturintervalls von 100° bis etwa 1300° C. die Gesammtstrahlung mit grosser Annäherung zur vierten Potenz der absoluten Temperatur fortschreitet.

Nachdem so das Fundamentalgesetz der Wärmestrahlung experimentell als richtig erwiesen war, stellten wir uns die Aufgabe, die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers experimentell zu untersuchen.

Auch für diese sind theoretisch einige Gesetze hergeleitet worden. Hier kommt zunächst das W. WIEN'sche „Verschie-

---

1) W. WIEN u. O. LUMMER, Wied. Ann. **56**. p. 451—456. 1895.
2) O. LUMMER u. E. PRINGSHEIM, Wied. Ann. **63**. p. 395—410. 1897.

bungsgesetz" in Betracht, welches die Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers für jede beliebige Temperatur zu berechnen erlaubt, wenn man sie für eine Temperatur kennt.[1]) Folgender Gedankengang liegt der Ableitung zu Grunde. Es befinde sich im Hohlraum mit vollkommen spiegelnden Wänden der schwarze Körper von der Temperatur t_1, und e_1 sei die Strahlungsenergie in der Volumeneinheit. Bei Vergrösserung von t_1 bis t_2 steige e_1 auf e_2.

Andererseits gehe man von demselben Anfangszustand (t_1, e_1) aus, entferne den schwarzen Körper aus dem Hohlraum, während die von ihm ausgegangene Strahlung in dem Hohlraum zurückbleibt und verkleinere jetzt das Volumen des Hohlraumes, bis die Strahlungsdichtigkeit wieder gleich e_2 geworden ist. WIEN beweist mit Hülfe des zweiten Hauptsatzes, dass beide Arten, die Strahlungsdichtigkeit um den gleichen Betrag zu verändern, auch zu der gleichen spectralen Vertheilung der Energie führen, sodass also auch im zweiten Falle die Energievertheilung gleich der des schwarzen Körpers von der Temperatur t_2 ist.

Nun ist aber die durch Volumenverminderung hervorgebrachte Aenderung der Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers der Berechnung zugänglich unter der Voraussetzung, dass erstens das STEFAN'sche Gesetz gilt, und dass zweitens bei der Reflexion an einem bewegten Spiegel die Schwingungsdauer der reflectirten Strahlen sich dem DOPPLER'schen Princip gemäss ändert.

Diese Berechnung ergiebt das WIEN'sche Verschiebungsgesetz, aus welchem sich folgende zwei, zur experimentellen Prüfung besonders geeignete Folgerungen ziehen lassen:

$$\lambda_m T = A, \tag{II}$$

$$E_m T^{-5} = B, \tag{III}$$

wo T die absolute Temperatur und λ_m die Wellenlänge bedeutet, bei welcher die Energie im Normalspectrum ihr Maximum E_m erreicht; A und B sind Constanten. Diese Gesetze sagen aus, dass die maximale Energie im normalen

1) W. WIEN, Ber. d. Berl. Akademie 6. p. 55—62. 1893.

Spectrum des schwarzen Körpers proportional der fünften Potenz der absoluten Temperatur ansteigt, und dass ihre Lage mit wachsender Temperatur sich nach der violetten Seite des Spectrums so verschiebt, dass sich die Wellenlänge (λ_m) umgekehrt proportional der absoluten Temperatur ändert.

Das WIEN'sche Verschiebungsgesetz sagt nichts aus über die Vertheilung der Energie im Spectrum für eine beliebige Temperatur, also über die Form der Energiecurve. Auch diese zu finden ist mehrfach versucht worden, sowohl auf theoretischem wie experimentellem Wege.

Durch umfangreiche Untersuchungen der verschiedensten Körper suchte F. PASCHEN[1]) sich die Kenntniss der Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers dadurch zu verschaffen, dass er „Gesetzmässigkeiten aufzufinden sucht, welche entweder allen Körpern gemeinsam sind oder umsomehr zu Tage treten, je näher der Körper dem absolut schwarzen kommt". Aus diesen Versuchen folgt, dass die Strahlung von Platin, Eisenoxyd, Kupferoxyd, Russ und verschiedenen Kohlen angenähert durch dieselbe Function:

$$E = C.\lambda^{-\alpha}.e^{-\frac{c}{\lambda T}} \tag{IV}$$

dargestellt werden kann. Darin bedeutet E die Energie für die Wellenlänge λ bei der absoluten Temperatur T, e ist die Basis der natürlichen Logarithmen und C, c und α sind drei jedem Körper eigenthümliche Constanten. Aus der PASCHEN'schen Formel folgen die drei Gesetze:

$$\int_0^\infty E\,d\lambda = \text{const.}\ T^{\alpha-1} \tag{V}$$

$$\lambda_m T = \text{const.} = \frac{c}{\alpha} \tag{VI}$$

$$E_m T^{-\alpha} = \text{const.} = C\left(\frac{\alpha}{c}\right)^{\alpha}.e^{-\alpha}. \tag{VII}$$

Aus seinen Versuchen schliesst PASCHEN ferner, dass für den schwarzen Körper, falls auch dieser derselben Function (IV)

1) F. PASCHEN, Wied. Ann. 58. p. 455—492. 1896 u. 60. p. 662 bis 723. 1897.

genügt, α höchstens den Werth 5,24 besitzen und die Naturconstante c etwa 14000 sein würde. Für die Constante $\lambda_m . T$ erwartet er den Werth von mindestens 2600.

Bei der gemachten Annahme, dass die Formel IV auch die Energiecurve des schwarzen Körpers darstellt, hätte PASCHEN aber in seinen Folgerungen noch weiter gehen und unter Hinzunahme des STEFAN-BOLTZMANN'schen Gesammtstrahlungsgesetzes sagen können, dass für den schwarzen Körper nothwendig $\alpha = 5$ und $\lambda_m . T = c/5$, also etwa $14000/5 = 2800$ sein muss. Die aus Formel (IV) durch Integration über das ganze Wellenlängengebiet erhaltene Beziehung (V) sagt nämlich aus, dass unter Gültigkeit der Emissionsfunction (IV) die Gesammtstrahlung nothwendig zur $(\alpha-1)^{\text{ten}}$ Potenz fortschreiten muss. Findet PASCHEN für Platin $\alpha = 5{,}54$ und für Kohlenruss $\alpha = 5{,}63$, so ist damit zugleich ausgesagt, dass die Gesammtstrahlung von Platin bez. Russ zur $4{,}54^{\text{ten}}$ bez. $4{,}63^{\text{ten}}$ Potenz fortschreitet. Die so für Russ erhaltene Potenz findet PASCHEN durch seine Versuche über die Gesammtstrahlung bestätigt.[1])

Falls für den schwarzen Körper die Emissionsfunction (IV) gilt, also unter Berücksichtigung des STEFAN'schen Gesetzes $\alpha = 5$ wird, gehen auch die aus ihr folgenden Gesetze (VI) und (VII) in die WIEN'schen, für den schwarzen Körper abgeleiteten, Gesetze (II) und (III) über. Ob diese Schlussfolgerungen richtig sind und ob die PASCHEN'sche Formel mit $\alpha = 5$ wirklich die Energievertheilung des schwarzen Körpers darstellt, können nur Versuche mit einem vollkommen schwarzen Körper entscheiden.

Wohl führt eine von W. WIEN[2]) angestellte theoretische Studie zur Herleitung der Energievertheilung des schwarzen Körpers thatsächlich auf die PASCHEN'sche Formel mit $\alpha = 5$, also zur Gleichung:

$$E = C . \lambda^{-5} . e^{-\frac{c}{\lambda T}} \qquad \text{(VIII)}$$

1) Nach den Versuchen von LUMMER u. KURLBAUM (vgl. Sitzungsber. der Phys. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106. 1898) schreitet bei blankem Platin die Gesammtstrahlung fast genau zur 5^{ten} Potenz und nach noch nicht publicirten Versuchen beim Russ in genügend dicker Schicht zur 4^{ten} Potenz fort.

2) W. WIEN, Wied. Ann. 58. p. 662—669. 1896.

welche die Gesetze (I) bis (III) enthält, jedoch sind die Hypothesen willkürlicher Natur und die angestellten Ueberlegungen nicht einwandsfrei. WIEN macht für die von einem Gase ausgehende Temperaturstrahlung die beiden Annahmen:

1. Jedes Molecül sendet in jedem Moment Strahlen von nur einer Schwingungsdauer aus, die durch die momentane Geschwindigkeit des Molecüls bedingt ist.

2. Die Energie der Strahlen gleicher Schwingungsdauer ist proportional der Anzahl der sie aussendenden Molecüle.

In Verbindung mit dem MAXWELL'schen Gesetze über die Vertheilung der Geschwindigkeiten unter den Molecülen eines Gases führen diese Hypothesen zu der Beziehung:

$$\text{(IX)} \qquad E_\lambda = F(\lambda) . e^{-\frac{f(\lambda)}{T}},$$

wo E_λ die Strahlungsenergie für die Wellenlänge λ und $F(\lambda)$ bez. $f(\lambda)$ zu bestimmende Functionen von λ sind.

Schon im Jahre 1887 hat WLADIMIR MICHELSON[1]) die Emissionsfunction fester Körper unter Annahme ähnlicher Hypothesen über die Wechselbeziehung zwischen den Schwingungen der kleinsten Theilchen und den dadurch veranlassten Aetherschwingungen und unter Benutzung des MAXWELL'schen Vertheilungsgesetzes abzuleiten versucht. Seine Function führt zur Formel

$$\lambda_m . \sqrt{T} = \text{const.},$$

die dem von W. WIEN einwandsfrei abgeleiteten Gesetze (II) widerspricht und nach den PASCHEN'schen Versuchen unwahrscheinlich ist. Eins scheint ohne weiteres nothwendig, dass falls durch die Functionalgleichung (IX) die Vertheilung der Energie des schwarzen Körpers dargestellt werden soll, die unbestimmten Functionen $F(\lambda)$ und $f(\lambda)$ so zu wählen sind, dass darin das STEFAN'sche Gesetz und das WIEN'sche Verschiebungsgesetz implicite enthalten sind. Dazu ist wiederum Erforderniss, dass die Gleichung (IX) für einen schwarzen Körper gültig ist. WIEN hilft sich dadurch, dass er das Gas in folgender Weise zum schwarzen Körper macht: Ein Hohlraum

1) W. MICHELSON, Journ. de la Soc. Phys.-Chim. Russe, **19.** Nr. 4. p. 79. 1887; Journ. de Physique (II) **6.** p. 467. 1887; R. v. KOEVESLIGHETY, Grundzüge einer theoretischen Spectralanalyse. p. 192. Halle 1890.

sei umgeben durch eine Hülle erhitzter Gase, die nach aussen durch vollkommen spiegelnde Wände, nach innen durch eine vollkommen diathermane Wand begrenzt ist. Auf die im Innern dieses Hohlraumes herrschende Strahlung, welche zweifellos der des schwarzen Körpers gleich ist, wendet WIEN die Gleichung (IX) an und erhält unter Benutzung der Gleichungen (I) bis (III) das nach ihm benannte Vertheilungsgesetz (VIII). Diese Anwendung scheint uns aber unerlaubt, weil gerade die Strahlung in einem solchen Hohlraum im Gegensatz zur Strahlung freier Oberflächen die charakteristische Eigenschaft hat, von der Anzahl der strahlenden Theilchen unabhängig zu sein. In einem vollkommen spiegelnden Hohlraume würde schon ein einziges strahlendes Gasmolecül genügen, um für die von ihm ausgesandten Strahlensorten die Strahlungsdichtigkeit des Hohlraumes der des schwarzen Körpers gleich zu machen.

Experimentelles.

Als Strahlungsquelle diente bei unseren Versuchen ein elektrisch geheizter, cylindrischer Hohlraum, dessen Temperatur thermoelektrisch gemessen wurde. Mit Hülfe geeigneter Widerstände konnte die Spannung des Heizstromes so regulirt werden, dass die Temperatur des strahlenden Körpers während mehrerer Stunden innerhalb weniger Grade constant blieb. Von diesem elektrisch geglühten, schwarzen Körper war nachgewiesen worden, dass seine Gesammtstrahlung der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional ist.[1]) Das Spectrum wurde durch ein Spiegelspectrometer mit Hülfe eines Flussspathprismas erzeugt. Die Spiegel hatten eine Oeffnung von 10 cm, eine Brennweite von 65 cm; das Prisma besass eine nutzbare Fläche von 22 cm.[2] Die Einstellung war bis auf 5″ genau.[2]) Zur Messung der Energie diente ein 0,6 mm breites, aus zwei hinter einander geschalteten Streifen bestehendes Linearbolometer, welches nach Art der LUMMER-KURLBAUM'schen Flächenbolometer hergestellt war. Sein Widerstand betrug bei 10 mm Höhe und einer

1) O. LUMMER und F. KURLBAUM, Sitzungsber. der Phys. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106—111. 1898.

2) Das Prisma ist uns von Herrn Prof. RUBENS, das Spiegelspectrometer von der Firma FR. SCHMIDT & HAENSCH bereitwillig zur Verfügung gestellt worden.

Blechdicke von 0,001 mm nahe 16 Ohm, und es konnte noch bei einem Strom von $^1/_{20}$ Ampère benutzt werden. Besondere Sorgfalt war der Abblendung falscher Strahlung gewidmet worden. Das Ocularrohr war mit mehreren Blenden versehen, die mit Sammet belegt waren; auch die an den Bolometerstreifen vorbeigehenden Strahlen fielen auf eine Sammetwand, wo sie zum grössten Theile absorbirt wurden.

Der Spalt hatte die gleiche Breite wie das Bolometer, das untersuchte Spectralgebiet von 0,7 μ bis 6 μ übertrifft an Ausdehnung das Spaltbild etwa um das 55fache.

Zur Messung der Energie diente ein Du Bois-Rubens'sches Galvanometer mit dem leichtesten Magnetsystem.

Für die verschiedenen Wellenlängen sind die gemessenen Energien von sehr verschiedener Grösse. Durch Aenderung des Hauptstromes der Wheatstone'schen Brücke wurden die Ausschläge nahe einander gleich gemacht; der Reductionsfactor wurde empirisch bestimmt. Als Controle für die Constanz der Empfindlichkeit diente die Nebenschlussmethode. Die gemessenen Energien wurden auf gleiches, im übrigen willkürliches Maass reducirt und auf das Normalspectrum umgerechnet. Hierzu wurde von den Constanten der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsgleichung Gebrauch gemacht, die Paschen für Flussspath bestimmt hat.[1])

Resultate.

Die erhaltenen Resultate werden am übersichtlichsten graphisch dargestellt, indem man die Energien als Ordinate, die Wellenlängen als Abscisse aufträgt. In dieser Weise sind die Curven einer im Juli 1898 angestellten Beobachtungsserie (Serie I) gewonnen, von denen drei in Fig. 1 dargestellt sind.

Die angegebenen Temperaturen beziehen sich auf die neuerdings in der Reichsanstalt mit dem Stickstoffthermometer festgelegte, noch nicht veröffentlichte Scala.

Die beobachteten Punkte sind durch Kreuze markirt. Die durch diese Punkte gelegten Curven zeigen starke Unregelmässigkeiten, welche von den zum Theil bekannten Absorptionsbanden des Wasserdampfes und der Kohlensäure

1) F. Paschen, Wied. Ann. 53. p. 301. 1894.

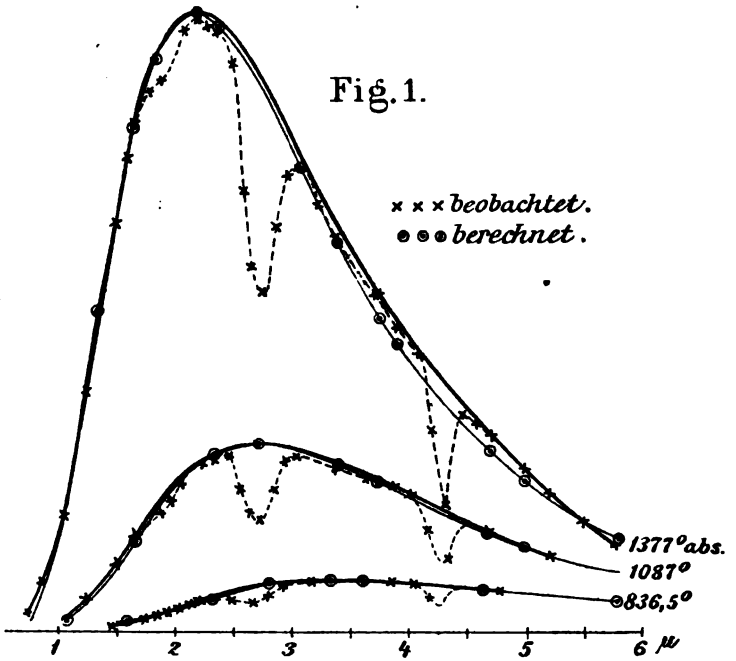
der Luft herrühren. Um die Stellen der Absorption genau kennen zu lernen, wurde bei diesen Curven die Energie an 25 verschiedenen, geeignet gewählten Punkten beobachtet; ausserdem wurde jeder Punkt einmal beim Hingang und einmal beim Rückgang beobachtet. Bei den günstigen Verhältnissen, unter denen wir im Uhrensaal der Reichsanstalt arbeiteten und bei der Constanz des bis 150 Ampère gehenden Heizstromes stimmten die Ausschläge beim Hin- und Rückgang im Durchschnitt bis auf 1Proc. überein. Aber auch von Tag zu Tag bleibt die Empfindlichkeit der bolometrischen und galvanometrischen Messeinrichtung nahe constant und es geben bei absichtlich geänderter Empfindlichkeit die mit Hülfe der Nebenschlussmethode auf gleiches Maass reducirten Ausschläge dieselben Resultate. Auch die bei ein- und derselben Wellenlänge für die verschiedenen Temperaturen gefundenen Energien sind demnach in Bezug auf das Grössenverhältniss als bis auf nahe 1 Proc. richtig anzusehen. Man überzeugte sich hiervon ausserdem noch durch die Bestimmung verschiedener „isochromatischer Curven", bei denen nach einander die Energie für denselben Spectralbezirk bei verschiedenen Temperaturen gemessen wurde.

In der Figur 1 sind die stark gezeichneten Curven aus den beobachteten gestrichelten Curven erhalten, indem man die Absorptionslücken unter Berücksichtigung des gesammten Beobachtungsmaterials überbrückte. Aus ihnen kann man direct die Werthe von λ_m und die an diesen Stellen beobachteten maximalen Energien E_m ablesen. Diese Werthe sind in der Tabelle I für die 4 Curven der Serie I unter „beobachtet" zusammengestellt. Aus ihnen folgen die Werthe von $A = \lambda_m T$ und $B = E_m . T^{-5}$.

Tabelle I.

Absol. Temp.	λ_m		$E_m . 10^{-7}$		$A = \lambda_m . T$	$B = E_m . T^{-5}$	$T = \sqrt[5]{E_m / B_{\text{mittel}}}$
	beob.	ber.	beob.	ber.			
836,5	3,5	3,44	220,5	218,9	2928	$5383 . 10^{-9}$	837,7
1087	2,61	2,65	795	811	2837	$5227 . 10^{-9}$	1083
1377	2,10	2,09	2662	2646	2892	$5377 . 10^{-9}$	1379
1416	2,02	2,03	3070	3043	2860	$5393 . 10^{-9}$	1419
				Mittel:	2879	$5345 . 10^{-9}$	

Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass A und B in der That nahezu constant sind, wie es das WIEN'sche Verschiebungsgesetz fordert. Mit den Mittelwerthen von A und B sind die unter „berechnet" stehenden Werthe von λ_m und E_m gefunden. Aus der Form von $B = E_m . T^{-5}$ geht hervor, dass ein Fehler von T den Werth von B stark beeinflusst. Die aus dieser Formel mit dem Mittelwerthe von B berechneten Tem-



peraturen, welche in der letzten Verticalreihe stehen, zeigen, dass die noch vorhandenen Abweichungen unter den Werthen von B recht wohl in den unvermeidlichen Fehlern der Temperaturbestimmung ihren Grund haben können. Es kann somit durch diese Beobachtungsreihe als erwiesen erachtet werden, dass für den benutzten strahlenden Körper die maximale Energie zur 5^{ten} Potenz der absoluten Temperatur fortschreitet. Auch die Gleichung $\lambda_m . T = A$ kann als erwiesen gelten, da die Abweichungen der Werthe A vom Mittelwerthe innerhalb der bei Bestimmung von λ_m möglichen Beobachtungsfehler liegen.

Wir prüfen jetzt, ob eine Formel von der Art der PASCHEN'schen die Energievertheilung des benutzten Strahlungskörpers wiedergiebt. Falls diese Formel die Energiecurve auch des schwarzen Körpers darstellt, müssen ihre Constanten laut experimenteller Bestätigung des STEFAN'schen Gesetzes (I) und der WIEN'schen Gesetze (II) und (III):

$$\lambda_m \cdot T = A,$$
$$E_m \cdot T^{-5} = B,$$

die folgenden Werthe haben:

$$\alpha = 5$$
$$c = 5A = 14395$$
$$C = AB^5 e^5 = 1569 \cdot 10^{11}.$$

Die mit diesen Constanten für eine Anzahl Wellenlängen berechneten Energien sind in der Figur 1 eingetragen und durch Punkte mit umschriebenem Kreis ⊙ ⊙ ⊙ markirt. Dass die Maxima der theoretischen und beobachteten Curven so genau miteinander übereinstimmen, ist nur ein anderer Ausdruck dafür, dass die Gleichungen (II) und (III), aus denen die Constanten der Formel gefolgert sind, so gut durch die Beobachtungen bestätigt werden.

Ueber die an den übrigen Stellen verhandenen Abweichungen, die nur an dem äussersten Ende des aufsteigenden Astes 10 Proc. überschreiten, erhält man näheren Aufschluss, wenn man den Logarithmus der Energie einer Wellenlänge als Funktion der reciproken absoluten Temperatur aufträgt. Aus der Vertheilungsformel (IV) von PASCHEN folgt, wie bekannt, durch Logarithmiren die Gleichung:

$$\text{(X)} \qquad \lg E = \gamma_1 - \gamma_2 \cdot \frac{1}{T},$$

$$\text{wo } \gamma_1 = lg\, C - \alpha \cdot \lg \lambda$$

$$\gamma_2 = c \cdot \frac{\lg e}{\lambda}$$

ist, und E die einer bestimmten Wellenlänge λ zugehörige Energie bedeutet. Welches also auch der Werth der drei Constanten C, c und α sein möge, stets muss man eine gerade Linie erhalten, wenn man als Abscissen die reciproken Werthe

der absoluten Temperatur und als Ordinaten die Logarithmen der einer Wellenlänge zugehörigen Energie aufträgt. Aus jeder dieser „isochromatischen Geraden" ergiebt sich ein Werthepaar von γ_1 und γ_2 und bei Kenntniss des aus Gleichung

$$E_m \cdot T^{-\alpha} = \text{const.}$$

folgenden Werthes von α je ein Werthepaar von C und c, welches für alle logarithmischen Geraden dasselbe sein muss.

Trägt man die für die Serie I beobachteten isochromatischen Curven in der Form $\log E = f(1/T)$ auf, so sind diese zwar nahe gerade Linien (vgl. Fig. 2, enthaltend die isochromatischen Geraden der Serie II), die aus ihnen abgeleiteten Werthepaare C und c zeigen aber einen beträchtlichen Gang. Sie sind in der folgenden Tabelle II zusamengestellt.

Tabelle II.

λ	1,21	1,96	2,20	3,68	4,96
c	13510	13810	14240	14800	16510
$C.10^{-11}$	1067	1219	1449	1771	2261

Einer Aenderung von C entspricht eine Verschiebung der isochromatischen Geraden parallel zu sich. Hat man die Energieänderung mit der Temperatur an einer Wellenlänge beobachtet, wo die Absorption ein ausgeprägtes Maximum hat, so erhält man für sie zwar noch eine isochromatische Gerade, aber aus ihr einen zu kleinen Werth von C. Unter Benutzung dieser Folgerung und mit Hülfe der Tabelle II kann man die Absorptionsmaxima der beobachteten Curven überbrücken.

In dem Wandern von c und C mit der Wellenlänge erhalten also die aus Fig. 1 ersichtlichen Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten Curven einen viel deutlicheren Ausdruck. Ob aber dieser Gang von C und c im Wesen der Strahlung des schwarzen Körpers begründet ist oder von systematischen, schwer controlirbaren Beobachtungsfehlern[1]) (wie

1) Der Einfluss einiger Beobachtungsfehler, so der selectiven Absorption der Spiegel, des Reflexionsverlustes am Prisma etc. lässt sich durch geeignete Correctionen eliminiren. Wir haben es bei dem Ueber-

z. B. die durch diffuse Strahlung hervorgerufene Unreinheit des Spectrums) herrühren, dürfte erst durch Versuche entschieden werden können, die sich über ein grösseres Wellenlängengebiet und über ein grösseres Temperaturintervall erstrecken.

Der Messung im sichtbaren Spectrum soll die KÖNIG-RUBENS'sche Methode zu Grunde gelegt werden, die in der Reichsanstalt benutzt worden ist, um die Energievertheilung im Spectrum der Platinlichteinheit[1]) zu bestimmen. „Man bolometrirte nicht direct die Platinlichteinheit, sondern die Lichtstrahlung eines Zirkonbrenners und verglich gleichzeitig die Zirkonstrahlen mit den Platinstrahlen mittels des Spectralphotometers. Hierdurch erreicht man erstens im Blau eine relativ grosse Energie, zweitens kann man durch absorbirende Flüssigkeiten das zu bolometrirende Zirkonspectrum reinigen, ohne die Zusammensetzung des von der Lichteinheit ausgesandten Lichtes zu verändern".[2])[3])

---

wiegen der uncontrolirbaren Fehler für überflüssig gehalten, diese kleinen Correctionen anzubringen. Die Reduction der Energie auf die Klappentemperatur $T = 0°$ abs. würde innerhalb unserer Beobachtungsgrenzen unmerkliche Aenderungen ergeben.

1) O. LUMMER und F. KURLBAUM, Sitzungsber. der k. Akad. der Wissensch. zu Berlin 11. p. 229—238. 1894.

2) Bericht über die Thätigkeit der Reichsanstalt 1895/96, abgedruckt in der Zeitschr. f. Instrumentenk. 16. p. 208. 1896.

3) Um von der durch diffuse Strahlung hervorgebrachten Unreinheit im Wärmespectrum frei zu werden, bedienen sich die Herren PASCHEN und WANNER (vgl. Sitzungsbericht d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 2. p. 5—11. 1899) auch der photometrischen Methode und bestimmen aus einigen isochromatischen Geraden im sichtbaren Gebiet die Constante c. Die angegebene Methode erlaubt nicht gleichzeitig die Form der Energiecurve zu bestimmen. Aus ihr ergiebt sich innerhalb des Spectralgebietes von 0,48 μ bis 0,67 μ ein nahe constanter Werth für c, im Mittel $c = 14440$.

Für die gleiche Strahlungsquelle (ein mit Eisenoxyd überzogenes Platinblech in spiegelnder Hülle) folgt aus holometrischen Messungen im Wärmespectrum zwischen den absoluten Temperaturen 500° und 1400° ein nahe constanter Werth von $\lambda_m . T$, aus welchem für $c = 5 \lambda_m . T$ der Werth 14450 hervorgeht. Beide auf so verschiedene Weise gefundenen Werthe stimmen also bis auf $^1/_{14}$ Proc. untereinander und bis auf $^1/_2$ Proc. mit dem von uns für den elektrisch geglühten schwarzen Körper gefundenen Werth $5 \lambda_m . T = c = 14395$ überein.

Wie weit die von den Herren PASCHEN und WANNER aus ihren Ver-

Die Absorptionen durch den Wasserdampf und die Kohlensäure in der Luft verringern die Genauigkeit der experimentellen Bestimmung von λ_m und E_m zumal im Gebiete der längeren Wellen. Um von diesem Fehler möglichst frei zu werden und um günstige Bedingungen für Benutzung eines Steinsalzprismas zu schaffen, bauten wir das Spectrobolometer in einen Kasten ein, der mit trockener und kohlensäurearmer

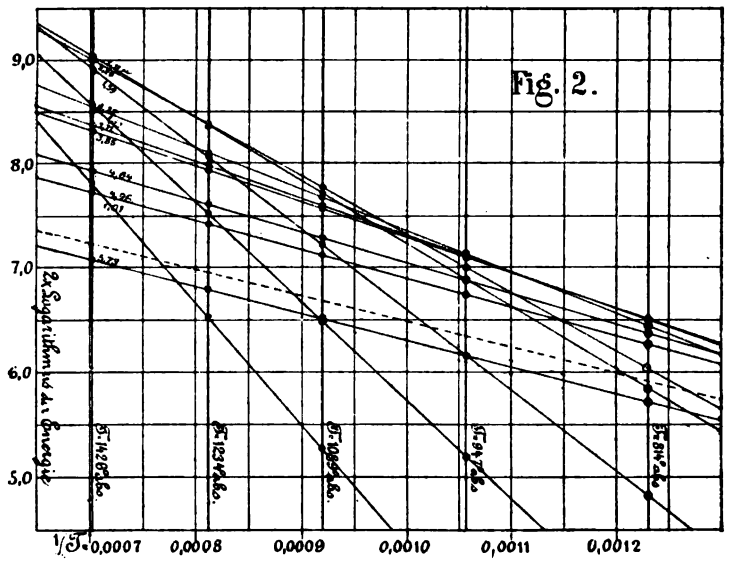


Fig. 2.

$2 \log E = f(1/T)$

Luft gefüllt werden soll. Wesentlich zur Prüfung der mechanischen Einrichtungen dieser Versuchsanordnung stellten wir eine zweite Serie von Beobachtungen an, zunächst noch bei gewöhnlicher Zimmerluft. Da die Stellen der Absorptionsmaxima durch die Energiecurven der ersten Serie gefunden waren, beschränkten wir uns bei der Serie II darauf, die Energiecurven aus der Beobachtung von je 11 möglichst absorptionsfreien Stellen des Spectrums herzuleiten, welche für

---

suchen gezogenen Schlüsse berechtigt sind, entzieht sich der Beurtheilung, solange nicht bekannt ist, mit welcher Annäherung der von ihnen benutzte Strahlungskörper die Gleichung

$$E = C \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c}{\lambda T}}$$

erfüllt.

die 5 beobachteten Temperaturen dieselben waren. Das so erhaltene Beobachtungsmaterial lässt sich in zweierlei Weise graphisch auftragen. Als Energiecurven mit je 11 beobachteten Punkten für 5 verschiedene Temperaturen und als 11 isochromatische Gerade, welche in Fig. 2 dargestellt sind. Unter Berücksichtigung der an verschiedenen Spectralstellen noch vorhandenen kleineren Absorptionen wurden die glatten Energiecurven gezeichnet und aus ihnen eine Tabelle der Beobachtungsresultate aufgestellt, genau nach dem Schema der Tabelle I. Dabei ergab sich, dass der Werth von $B = E_m . T^{-5}$ zwar im Mittel mit dem der Serie I übereinstimmte, dagegen mit steigender Temperatur zunahm. Die Uebereinstimmung der Mittelwerthe von B beider Serien ist zum Theil Zufall, da inzwischen jeder Spiegel neu versilbert, und das Bolometer und Prisma anders abgeblendet worden war. Da der Gang von B ein regelmässiger ist, so lässt er sich durch Aenderung der Potenz von T beseitigen und zwar erhält man nahe constante Werthe, wenn man $E_m . T^{-5,2}$ bildet. Aus diesem Grunde ist diese Serie mit $\alpha = 5{,}2$ behandelt worden; im übrigen ist die Tabelle III analog der Tabelle I gebildet.

Tabelle III.

Absol. Temp.	λ_m beob.	λ_m ber.	$E_m . 10^{-7}$ beob.	$E_m . 10^{-7}$ ber.	$A = \lambda_m . T$	$B = E_m T^{-5,2}$	$T = \sqrt[5,2]{E_m / B_{\text{mittel}}}$
813,5	3,67	3,54	178	179	2986	$1308 . 10^{-9}$	812,7
947	3,10	3,04	387	394	2936	$1290 . 10^{-9}$	943,5
1089	2,54	2,64	828	816	2766	$1334 . 10^{-9}$	1092
1234	2,29	2,33	1560	1562	2826	$1313 . 10^{-9}$	1234
1426	2,01	2,02	3350	3314	2866	$1329 . 10^{-9}$	1429
				Mittel:	2876	$1315 . 10^{-9}$	

Diese Versuche geben übrigens für die Constante $\lambda_m . T$ im Mittel fast denselben Werth (2876) wie die der ersten Serie. Entsprechend der Thatsache, dass die maximale Energie des benutzten Strahlungskörpers zur 5,2^ten Potenz fortschreitet, haben wir zur Berechnung der Energiecurven die Constanten der PASCHEN'schen Formel mit $\alpha = 5{,}2$ benutzt, also die Werthe:

$$c = 5{,}2\, A = 14955$$

und

$$C = B\, A^{5,2}\, e^{5,2} = 2307 . 10^{11}.$$

Die hiermit berechneten Energiecurven stimmen mit den beobachteten wiederum an den Maximis vollkommen überein; aber auch die übrigen Stellen zeigen nur relativ geringe Abweichungen.

Auch die Constanten aus den isochromatischen Geraden sind mit dem Werthe $\alpha = 5{,}2$ gebildet, also

$$c = \frac{\lambda}{\lg c} \cdot \gamma_2$$

$$\lg C = \gamma_1 + 5{,}2 \lg \lambda$$

gesetzt worden. Aus ihnen ergeben sich die in der folgenden Tabelle aufgeführten Werthepaare von c und C.

Tabelle IV.

λ	1,01	1,30	1,59	2,11	2,29	3,32	3,71	3,85	4,64	4,96	5,73 μ
c	13560	14330	14230	14670	14410	15330	15220	15260	15810	15890	16130
$C.10^{-11}$	1010	1740	1710	2110	2000	2475	2541	2565	2913	2860	2170

Auch hier ist ein starker Gang von C und c zu bemerken. Der bei 5,73 μ abfallende Werth $2170 . 10^{11}$ von C deutet auf eine daselbst vorhandene, starke Absorption. Unter der Annahme, dass bei 5,73 μ die „Constante" C rund $3200 . 10^{11}$ sein müsste, erhält man statt der thatsächlich beobachteten Energie eine um 50 Proc. grössere. Damit die isochromatische Gerade für 5,73 μ jenen Werth von $C = 3200$ giebt, muss sie parallel zu sich bis zu der in Fig. 2 gestrichelten Geraden verschoben werden. Dass an dieser Stelle eine so starke Absorption stattfindet, liess schon die Form der Energiecurve erkennen, welche von 4,96 μ an bis 5,73 μ hin eine unnatürliche Senkung zeigte.

Da für die Serie II das Gesetz $E_m . T^{-5.2} = \text{const.}$ gilt und die Beobachtungen sich mit befriedigender Annäherung durch die PASCHEN'sche Formel mit $\alpha = 5{,}2$ darstellen lassen, so liegt die Vermuthung nahe, dass der bei Serie II benutzte Strahlungskörper von dem absolut schwarzen noch erhebliche Abweichungen zeigte. Diese Annahme erscheint auch aus experimentellen Gründen sehr plausibel. Die Befürchtung

einer schwierigeren Justirung der Strahlungsöffnung vor dem eingebauten Spectrometer liess uns die Oeffnung sowohl, als auch die Blende im Innern grösser wählen. Diese Aenderung bewirkte nicht nur einen grösseren Defect des schwarzen Körpers, sondern vermehrte auch noch den abkühlenden Einfluss der einströmenden kalten Luft. Ob diese Annahme richtig ist, oder ob die Unterschiede zwischen beiden Serien Versuchsfehlern zugeschrieben werden müssen, lässt sich nicht mit Sicherheit entscheiden.

Ueber eine Methode zur directen Bestimmung magnetischer Momentanwerthe; von *W. Kaufmann.*

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Februar 1899.)

(Vgl. oben S. 3.)

1. Mehrere in der letzten Zeit erschienene Abhandlungen[1]) über die Abhängigkeit der magnetischen Hysteresiscurve von der Wechselzahl des magnetisirenden Stromes, veranlassen mich, eine Methode kurz zu beschreiben, welche im hiesigen Institut bei Gelegenheit einer ähnlichen Arbeit von Hrn. Williams angewandt worden ist, und zwar auf Grund eines von mir gemachten Vorschlages. Es handelte sich hierbei um eine wegen Erkrankung des Verfassers leider nicht vollendete Untersuchung zur Aufklärung des von Hrn. Weihe[2]) im Anschluss an frühere Arbeiten von Warburg und Hönig[3]) u. a. gefundenen Unterschiedes zwischen der magnetostatisch bestimmten Hysteresisfläche und des calorimetrisch gemessenen Energieverbrauches bei Magnetisirung durch Wechselstrom. Ihre im Folgenden beschriebene endgültige Form erhielt die Methode erst nach verschiedenen Abänderungen auf Grund der experimentellen Erfahrungen des Hrn. Williams.

2. Der hauptsächliche Unterschied zwischen den bisher angewandten Methoden und der zu beschreibenden liegt darin, dass bisher die Momentanwerthe (B) des Magnetismus bei schnellem Wechsel stets auf indirectem Wege, z. B. durch Integration der direct messbaren Werthe von dB/dt bestimmt wurden, während bei unserer Methode die Momentanwerthe von B direct, und zwar in demselben Maasse, wie die entsprechenden Gleichstromwerthe gemesssen werden können.

1) F. Niethammer, Wied. Ann. **66**. p. 29. 1898; M. Wien, Wied. Ann. **66**. p. 859. 1898.

2) F. A. Weihe, Wied. Ann. **61**. p. 578. 1897.

3) E. Warburg u. Hönig, Wied. Ann. **20**. p. 814. 1883.

3. Princip der Methode. Denkt man sich die Nadel eines Magnetometers durch eine schwingende Drahtspule ersetzt, so wird auf die letztere nur solange eine ablenkende Kraft ausgeübt, als sie von einem Strome durchflossen wird. Schaltet man also in den Stromkreis der Spule einen auf der Axe des Wechselstromerzeugers angebrachten Unterbrecher ein, der den Strom nur in einer bestimmten Phase des Wechselstromes schliesst, so ist die auf die Spule von dem Magneten ausgeübte Kraft proportional dem Momentanwerth des Magnetismus in der betreffenden Phase. Die sehr schnell (50 bis 60 mal in der Secunde) aufeinander folgenden Stösse wirken bei genügend grosser Schwingungsdauer wie eine continuirlich wirkende Kraft, sodass die Nadel eine bestimmte Ablenkung erfährt, deren Grösse als Maass für den Magnetismus dient. In der praktischen Ausführung dieser Idee zeigte sich jedoch bald, dass der Uebergangswiderstand an dem rotirenden Contact ziemlich stark schwankte und dementsprechend auch die Einstellungen der schwingenden Spule. Es wurde daher ein weiter unten noch genauer zu beschreibendes Compensationsverfahren angewandt, durch welches die Spule in ihre Ruhelage zurückgeführt wurde.

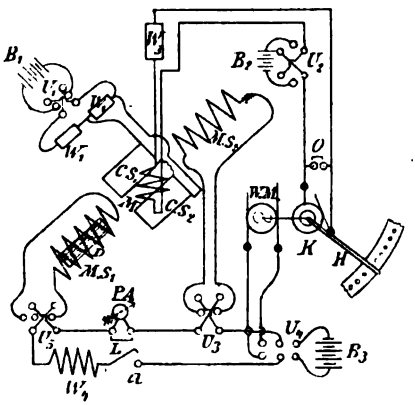
Die Wirkung der Magnetisirungsspule auf das Magnetometer wurde in bekannter Weise durch Anbringung einer gleich grossen Spule auf der anderen Seite desselben aufgehoben, sodass für gewöhnlich nur der Magnetismus des untersuchten Eisendrahtbündels in Betracht kam; es war jedoch die Einrichtung getroffen, dass der Strom in der zweiten Spule umgekehrt werden konnte; die hierdurch hervorgerufene Aenderung des Ausschlages gab ein Maass für den zugehörigen Momentanwerth des Stromes.

In genau derselben Weise geschah die Messung des Magnetismus bei Anwendung von Gleichstrom; es wurde jetzt der Strom in der beweglichen Spule dauernd geschlossen und wiederum die Grösse des Magnetismus durch Compensation der Ablenkung bestimmt.

Man konnte so auf directestem Wege die Hysteresiscurve für langsamen und schnellen Wechsel miteinander vergleichen; allerdings in einem Maasse, welches erst durch besondere Bestimmungen auf absolutes Maass reducirt werden kann; für

den oben angeführten Zweck der ganzen Untersuchung war diese Reduction übrigens unnöthig.

4. Apparate und Anordnung. Auf Grund der obigen Auseinandersetzungen ist die in der Figur dargestellte Versuchsanordnung leicht verständlich.



Es ist M die bewegliche Spule des Magnetometers, welche so aufgehängt ist, dass ihre Windungsebene senkrecht zum magnetischen Meridiane steht (zur Vermeidung einer Ablenkung durch den Erdmagnetismus). MS_1 und MS_2 sind die beiden vom Hauptstrome durchflossenen Spulen, deren gemeinsame Axe mit dem magnetischen Meridian einen Winkel von 45° bildet, CS_1 und CS_2 die beiden Compensationsspulen, welche mit ihrer Axe senkrecht zu MS_1 und MS_2 angeordnet waren und die Spule M vollständig umschlossen. (Der in der Figur der Deutlichkeit wegen gelassene Zwischenraum bestand in Wirklichkeit nicht.)

Durch diese Art der Aufstellung wurde erreicht, dass die Inductionswirkung von MS auf CS, welche ursprünglich zu bedeutenden Fehlern Veranlassung gab, fast vollständig aufgehoben wurde.

In dem Hauptstromkreise, welcher durch den Umschalter U_4 entweder an die Wechselstrommaschine WM, oder an die Accumulatorenbatterie B_3 angeschlossen werden konnte, befanden sich noch folgende Apparate: Zwei Umschalter U_3 und U_5 zur Umkehrung des Spulenstromes, ein Siemens'sches Präcisionsampèremeter PA, welches während der Wechselstrommessung durch einen Bügel L kurzgeschlossen wurde, ein Regulirwiderstand W_4 und ein Ausschalter A. Die Spule MS_1 stand fest, und enthielt das zu untersuchende Eisendrahtbündel D; MS_2 war auf einem Glasstabe verschiebbar.

Die Stärke des Compensationsstromes, der von der Batterie B_1 geliefert wurde, konnte mittels des Umschalters U_1

und der beiden Widerstände W_1 und W_2 in weiten Grenzen variirt werden.

Der Stromkreis der Magnetometerspule endlich enthielt die Batterie B_3, den Umschalter U_3, den Widerstand W_3 und den auf der Axe der Maschine befestigten rotirenden Contact K, der durch den Hebel H auf jede beliebige Phase des Wechselstromes eingestellt werden konnte. Während der Gleichstrommessungen war K durch Einlegen des Bügels O ausgeschaltet.

5. Ausführung der Messungen. Die Ausführung der Versuche zerfiel in folgende Abschnitte:

a) Justirung des Apparates. Die richtige Orientirung der Spule M zum magnetischen Meridian wurde daran erkannt, dass beim Schliessen des Stromes durch Einlegen von O kein Ausschlag entstand. Wurde dann O entfernt und statt dessen K in Thätigkeit gesetzt (die Maschine lief hierbei leer), so trat dennoch stets ein kleiner Ausschlag von 1—2 Scth. ein, der von einer Inductionswirkung des unterbrochenen Stromes auf CS herrührte; dieser Ausschlag blieb derselbe, wenn U_2 umgekehrt wurde, und konnte deshalb bei den Messungen leicht eliminirt werden.

Hierauf wurde die Stellung von MS_1 und MS_2 so einregulirt, dass bei entgegengesetzter Stromrichtung in beiden die Wirkung auf M sich gerade aufhob. Erst nach gehöriger Fixirung dieser Stellung wurde D in MS_1 eingeschoben.

b) Wechselstrommessung. Nachdem D eingelegt und der Wechselstrom geschlossen war, wurde durch entsprechende Regulirung von W_1 und W_2 bewirkt, dass bei einer Umlegung von U_3 die Einstellung der Nadel unverändert blieb; die aus W_1, W_2 und dem Widerstande von CS_1 und CS_2 berechnete relative Intensität des Compensationsstromes i_1 ergab das Maass für die momentane Intensität der Magnetisirung; darauf wurde in MS_2 der Strom umgekehrt und wiederum compensirt; ist i_2 der hierzu nöthige Werth des Compensationsstromes, so ist $(i_2 - i_1)$ das Maass für den zugehörigen Momentanwerth des Wechselstromes bez. der Feldstärke H.

Durch Verstellung des Hebels H konnte auf diese Weise ein ganzer Cyklus durchgemessen werden.

c) Gleichstrommessung. Während der Gleichstrommessung durfte, wenigstens solange man sich auf dem absteigenden Ast der Hysteresiscurve befand, der Strom nicht unterbrochen werden; es war deshalb die Umkehrung des Stromes in MS_2 nicht möglich. Deshalb wurde die Stromstärke mittels PA gemessen, nachdem man vorher durch einen besonderen Versuch bestimmt hatte, welcher absolute Werth des Hauptstromes dem während der Wechselstrommessung erreichten Maximalwerthe von $(i_2 - i_1)$ entsprach.

Sodann wurde die Messung zwischen diesem Maximalwerthe als oberer und unterer Grenze ausgeführt.

6. Resultate. Ueber die Resultate kann ich leider nur sehr kurz berichten, da mir das Zahlenmaterial von Hrn. Williams nicht zur Verfügung steht.

Es wurden möglichst dieselben Drahtarten untersucht, wie in der Arbeit von Hrn. Weihe[1]) und auch etwa dieselben Grenzen für die Feldstärke innegehalten.

Es ergab sich bei sämmtlichen Versuchen, dass innerhalb der Fehlergrenzen (1—2 Proc.) die Hysteresiscurven für langsamen und schnellen Wechsel miteinander übereinstimmten.

1) F. A. Weihe, l. c.

Bemerkung über das Gesetz von Dulong und Petit; von F. Richarz.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Februar 1899.)

(Vgl. oben S. 3.)

In Theil IV einer früheren Abhandlung „über das Gesetz von DULONG und PETIT“[1]) habe ich in Worten unter Vermeidung aller Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen eine Beziehung abgeleitet, welche man nur in Zahlen auszudrücken braucht, um den constanten Werth der Atomwärme der festen Elemente zu erhalten. Es heisst dort: „Wenn ein Gas aus isolirten Atomen besteht, wie Quecksilberdampf, so besteht die Energie der ihm zugeführten Wärme lediglich in der lebendigen Kraft der Atombewegung. Gehört dasselbe Element im festen Zustande zu denjenigen, welche dem Gesetze von DULONG und PETIT gehorchen, so ist dann die Energie nach den auf p. 712 abgeleiteten Werthen gleich der mittleren lebendigen Kraft plus der ebenso grossen mittleren potentiellen Energie. Nun ist die mittlere lebendige Kraft unabhängig vom Aggregatzustande nur proportional der absoluten Temperatur. Also folgt, dass die Atomwärme und auch die specifische Wärme bei constantem Volumen für dasselbe Element als Gas, wenn seine Molekeln aus einzelnen Atomen bestehen, halb so gross ist als im starren Zustande. Dies ist in der That bei Quecksilber der Fall.“[2])

Um diese Schlussfolgerung in Zahlen auszudrücken und mit den bekannten Formeln für die specifischen Wärmen der Gase zu combiniren, kann man anknüpfen an die aus dem ersten Hauptsatze folgende Gleichung[3]) für die Differenz der beiden specifischen Wärmen

$$c_p - c_v = \frac{0{,}0691}{d}$$

---

1) F. RICHARZ, Wied. Ann. 48. p. 708. 1893; Verhandlg. der Physikal. Gesellsch. vom 24. Febr. 1893.

2) LOTHAR MEYER, Moderne Theorien. p. 109. 1884.

3) R. CLAUSIUS, Mechan. Wärmetheorie I. 2. § 6. p. 58, Gleichung (32).

wo d die Dichtigkeit des betrachteten Gases bezogen auf Luft gleich 1. Für ein einatomiges Gas, wie Quecksilberdampf, ist nach KUNDT und WARBURG $c_p = (5/3).c_v$; also

$$c_v = \frac{3.0{,}0691}{2d}.$$

Bezeichnet man mit A das Atomgewicht des Gases, mit M_l das mittlere Molekulargewicht der Luft ($= 2.14{,}5$) so ist nach dem AVOGADRO'schen Gesetz

$$d = A/M_l. = A/2.14{,}5,$$

mithin

$$A.c_v = 3.0{,}0691.14{,}5 = 3{,}006$$

die Atomwärme eines einatomigen Gases. Nennt man die specifische Wärme für constantes Volumen derselben Substanz im festen Zustande C_v, so ist wie oben recapitulirt, $C_v = 2c_v$; also:

$$A.C_v = 6{,}012.$$

Herr STAIGMÜLLER hat kürzlich eine andere Berechnung dieser Constante ausgeführt[1]), bei welcher er den Umweg über eine von ihm als Wärmedimension bezeichnete Grösse ϑ nimmt; vorstehende zahlenmässige Formulirung der oben citirten Ueberlegung ist davon frei.

Den aus den Versuchen hergeleiteten Werthen der Atomwärme liegt die specifische Wärme bei constantem Druck, C_p zu Grunde. Zum Vergleich mit ihnen ist daher der oben berechnete Werth noch mit $K = C_p/C_v$ zu multipliciren. Für Silber, Eisen, Kupfer, Platin, Gold, Aluminium, Blei, Zink hat K nach Theil II meiner ersten Arbeit Werthe von 1,01 bis 1,04. Es wird daher

$$A.C_p = 6{,}072 \text{ bis } 6{,}252.$$

Die Verschiedenheiten der Werthe von K können zwar kleine Verschiedenheiten der Atomwärmen hervorrufen. Sie können aber nicht herangezogen werden zur Erklärung der grossen Abweichungen, insbesondere der Werthe, welche kleiner sind als 6. Diese zu erklären habe ich in Theil III der früheren Arbeit versucht.

Greifswald, Physikal. Institut; im Januar 1899.

1) H. STAIGMÜLLER, Wied. Ann. 65. p. 670. 1898.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 2.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 17. Februar 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **W. Kaufmann** spricht über den Inhalt seiner in der letzten Sitzung schon vorgelegten Mittheilung:

Ueber eine Methode zur directen Bestimmung magnetischer Momentanwerthe.

Hr. **A. Schulze** macht eine Mittheilung

über die Wärmeleitung von Wismuth im magnetischen Felde

und berichtet dann

über eine Methode zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit fester Körper.

Hr. O. Krigar-Menzel trägt den Inhalt der in der letzten Sitzung schon vorgelegten Mittheilung des Hrn. **F. Richarz** vor:

Bemerkung über das Gesetz von Dulong und Petit.

Hr. **E. Warburg** macht dann

eine Bemerkung über die Temperatur der Sonne.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. Kahlbaum in Basel,

Hr. Dr. Guggenheimer in Berlin,

Hr. Dr. A. Pflüger in Bonn.

Bemerkung über die Temperatur der Sonne; *von E. Warburg.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. Februar 1899.)

(Vgl. oben S. 49.)

§ 1. Die meisten Berechnungen der Sonnentemperatur gründen sich auf die Vergleichung der Intensität der Sonnenstrahlung mit der Intensität irdischer Strahlungsquellen von bekannter Temperatur und differiren bedeutend je nach dem zu Grunde gelegten und bis zur Sonnentemperatur extrapolirten empirischen Strahlungsgesetz.

Unter diesen empirischen Gesetzen hat das STEFAN'sche nachträglich eine theoretische Begründung erhalten, sofern es nicht mit STEFAN[1]) auf die Gesammtstrahlung eines beliebigen Körpers bezogen, sondern auf die eines schwarzen Körpers eingeschränkt wird. Für diesen Fall wurde es nämlich von L. BOLTZMANN[2]) aus dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie in Verbindung mit der elektromagnetischen Lichttheorie abgeleitet. Auch ist es durch neuere Versuche von O. LUMMER und F. KURLBAUM[3]) bis 1500° experimentell bestätigt worden.

Dieser Umstand giebt dem von STEFAN 1879 aus seinem Gesetz berechneten Werth der Sonnentemperatur nachträglich eine erhöhte Bedeutung. Eine Neuberechnung nach diesem Gesetz auf den seit 1879 verbesserten numerischen Grundlagen ist daher vielleicht am Platz. Es handelt sich dabei um die von VIOLLE sogenannte effective Sonnentemperatur, d. h. um die Temperatur eines schwarzen Körpers von der scheinbaren Grösse der Sonne, welcher uns eine Strahlungsenergie gleich der Gesammtstrahlungsenergie der Sonne zu-

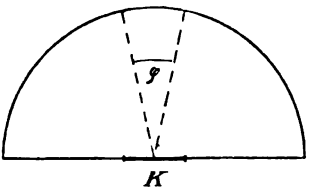
1) J. STEFAN, Sitzungsber. d. k. Gesellsch. d. Wissensch. zu Wien. 79. II. p. 391. 1879.

2) L. BOLTZMANN, Wied. Ann. 22. p. 291. 1884.

3) O. LUMMER u. F. KURLBUAM, Sitzungsber. d. phys. Gesellsch. 17. p. 106, 1898.

senden würde. Die effective Sonnentemperatur ist also ein unterer Grenzwerth für die wahre Temperatur der strahlenden Oberflächenschicht der Sonne.

§ 2. Ein geschlossener leerer Raum sei begrenzt von einer grossen Halbkugel und dem sie schliessenden grössten Kreise (vgl. nebenstehende Figur).



Von diesem sei ein concentrischer Kreis K von 1 qcm Flächeninhalt vollkommen schwarz. Ist alles auf der Temperatur t, so strahlt K die Wärmemenge H_t aus und empfängt auch diese von der Hülle. Zu der letztgenannten Wärmemenge trägt eine Kugelcalotte, deren Mittelpunkt im Zenith von K liegt und deren Durchmesser, vom Kugelmittelpunkt aus gesehen, die scheinbare Grösse φ hat, den Bruchtheil $\sin^2 \frac{1}{2}\varphi$ bei.

Hat nun K die Temperatur 0^0, so erfährt K in der Secunde den Wärmezuwachs $H_t - H_0$. Es ist $h_1 = H_{100} - H_0$ die in Calorieen zuerst von Hrn. Lehnebach gemessene Constante.

Hat auch die Hülle die Temperatur 0^0 bis auf die oben definirte Kugelcalotte, diese aber die Sonnentemperatur x, so erfährt K in der Secunde den Wärmezuwachs

$$(H_x - H_0) \sin^2 \tfrac{1}{2}\varphi = s,$$

d. h. gleich der von der atmosphärischen Absorption befreiten Solarconstante, wo φ die scheinbare Grösse des Sonnendurchmessers ist. Daher

$$\frac{s}{h_1} = \frac{H_x - H_0}{H_{100} - H_0} \sin^2 \tfrac{1}{2}\varphi.$$

Setzt man alsdann nach dem Stefan-Boltzmann'schen Gesetz

$$\frac{H_t}{H_0} = \left(\frac{273 + t}{273}\right)^4,$$

so erhält man für die effective Sonnentemperatur

$$x = 273 \cdot \sqrt[4]{\frac{2{,}483}{\sin^2 \frac{1}{2}\varphi} \cdot \frac{s}{h_1} + 1} - 273,$$

oder genau genug

$$(1) \qquad x = 273 \cdot \sqrt[4]{\frac{2{,}483}{\sin^2 \frac{1}{2}\varphi} \cdot \frac{s}{h_1}} - 273.$$

§ 3. Es ist[1]) h_1 nach

Lehnebach 1874	Christiansen 1883	Kurlbaum 1898
0,0152	0,0167	0,0176 $\frac{\text{g-Cal.}}{\text{cm}^2 \text{ sc.}}$

Setzt man nun in (1) $\varphi = 0^0 32'$, $h_1 = 0{,}0176$ (Kurlbaum), so erhält man, je nachdem für s 3/60 (Langley) oder 4/60 (Ångström) angenommen wird, $x = 6249^0$ oder 6737^0.

Das abgerundete Mittel für die effective Sonnentemperatur x ist 6490^0.

Berlin, 18. Februar 1899.

1) F. Kurlbaum, Wied. Ann. **65.** p. 759. 1898.

Ueber den elektrolytischen Unterbrecher; von P. Spies und A. Wehnelt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 8. Februar 1899.)

(Vgl. oben S. 3.)

Der eine von uns hat vor kurzem an anderer Stelle[1]) einen neuen Unterbrecher bekannt gemacht, über dessen Wirkungsweise wir inzwischen einige Versuche gemeinsam angestellt haben. Der Apparat besteht aus einem mit verdünnter Schwefelsäure (ca. 20 proc.) gefüllten Getäss, in welches als Kathode eine grössere Platte aus beliebigem Material eingehängt ist, während als Anode ein 1 bis 10 mm langer Draht aus Platin dient. Dieser Draht wird vortheilhaft nicht von der Oberfläche aus eingetaucht, sondern er bildet das in der Flüssigkeit befindliche freie Ende eines im übrigen durch ein Glasrohr umgebenen längeren Drahtes.

Die Erscheinungen, die man bisher an solchen „kleinen" Elektroden kennen gelernt hat, sind:

1. Bei geringen Spannungen die gewöhnliche Elektrolyse mit Gasentwickelung.

2. Bei grösseren Spannungen eine Wärme- und Lichtentwickelung an der kleinen Elektrode, nutzbar gemacht (allerdings für die Kathode) von Hoho und Lagrange[2]) und untersucht u. a. von Richarz[3]) und Koch und Wüllner.[4]) Hr. Richarz erklärt einen besonderen Fall dieser Erscheinung, welcher dadurch charakterisirt ist, dass die Elekrode glühend wird und die Gasentwickelung sowohl, wie die Stromstärke stark vermindert sind, durch eine Art Leidenfrost'schen Phänomens.

3. Eine besondere neue Form des Stromdurchganges scheint die an der zuerst citirten Stelle beschriebene Erscheinung dar-

1) A. Wehnelt, Elektrotechnische Zeitschrift, Heft 4, p. 76. 1899.

2) Hoho und Lagrange, Lumière électrique **52**. p. 113. 1894.

3) Richarz, Wied. Ann. **39**. p. 71. u. 72, 83—85. 1890; **47**. p. 579 bis 582. 1892; **63**. p. 261—267. 1897.

4) Koch u. Wüllner, Wied. Ann. **45**. p. 773. u. 759 ff. 1892.

zustellen. Sie tritt auf, wenn sich in dem Leitungskreise Drahtrollen mit Selbstinduction befinden und zeichnet sich durch ein sehr regelmässiges Einsetzen und Abbrechen des Stromes aus. Der so entstehende Unterbrecher liefert je nach den Umständen mehrere einzelne bis mehrere Tausend Unterbrechungen in der Secunde.

Von diesen Umständen zeigt sich die Grösse des Selbstinductionscoefficienten in der Weise maassgebend, dass bei ihrer Zunahme die Unterbrechungszahl abnimmt. Da diese Thatsache den Gedanken an eine Art oscillatorischen Vorganges nahe legte, erschien es wünschenswerth, einen Vergleich zwischen der voltametrisch und calorimetrisch gemessenen Stromstärke anzustellen. Die Tabelle giebt eine Reihe von Versuchen, bei denen die Unterbrechungszahl allmählich gesteigert wurde und zwar theils durch Ausschaltung vorgelegten Widerstandes, theils durch Benutzung kleinerer Elektroden:

i am Hitzdraht	i am Knallgas-voltameter	Diff. in Proc.
2,88 Amp.	2,8 Amp.	− 2,4
2,48	1,72	− 3,1
7,3	6,8	− 7
8,64	6,92	− 20
6,5	5,1	− 22

Die Tabelle ergiebt, dass die Abweichung anfangs (bei weniger als 100 Unterbrechungen) kleiner ist als 10 Proc. Da sich für sinusartigen, aber immer gleichgerichteten Strom die letztere Zahl, also 10 Proc., ergeben müsste, so weist die zu kleine Abweichung auf das Vorhandensein von horizontal verlaufenden Stücken in der Stromcurve hin. Dass die Abweichung für den letzten Versuch (bei ca. 1000 Unterbrechungen pro sec.) erheblich grösser ist als 10 Proc., lässt sich in der Weise deuten, dass die Stromcurve entweder erheblich grössere Maxima mit zwischenliegenden Pausen hat, als es einem Sinnsstrom entsprechen würde, oder aber, dass eben eine Oscillation, also ein mindestens einmaliges Zurückfliessen einer gewissen Elektricitätsmenge stattfinde; hierdurch würde bei dem Voltameter ein theilweises Zurückgehen der Gasentwickelung, in dem Hitzdrahte aber eine Fortsetzung der Wärmeentwickelung stattfinden. Gegen eine Erklärung, welche

vom Rückstrom absieht, spricht noch der Umstand, dass ein gleichzeitig vorgelegtes Ampèremeter mit dünnem Eisenkern im Maximum 10 Proc. Abweichung aufweist, während es sich bei gleichgerichtetem Strome dem Voltameter anschliessen müsste. Es wird indess das Verhalten derartiger Strommesser noch genauer zu untersuchen sein, bevor dieser Schluss als bündig gelten kann.

Im Folgenden geben wir eine qualitative Uebersicht über den Zusammenhang einiger der in Betracht kommenden Grössen.

	Vermehrt man	so wird Stromstärke	Unterbrechungs-zahl	Stromdichte
I	Spannung	grösser	grösser	grösser
II	Anodenoberfläche	grösser	kleiner	kleiner
III	Selbstinduct.-Coeff.	kleiner	kleiner	kleiner

Aus II ergiebt sich, dass, wenn man eine Steigerung der Stromstärke durch Vergrösserung der Elektrodenoberfläche bewirkt, die Stromstärke nicht in demselben Verhältniss wie die Oberfläche zunimmt.

Es war z. B. bei einem Drahte von 0,99 mm Dicke

Länge der Elektrode in mm	Stromstärke in Amp.	Stromdichte Amp. pro qm
7,1	14,08	0,617
2,1	6,8	0,93

Die bereits oben unter III und hier erwähnte Abnahme der Unterbrechungszahl bei Vergrösserung des Selbstinductionscoefficienten legt wegen der gleichzeitigen Verringerung der Stromstärke die Frage nahe, ob diese letztere allein bez. die Stromdichte von Einfluss ist, oder ob die Grösse des Selbstinductionscoefficienten noch eine unmittelbare Bedeutung habe. Um dies zu entscheiden, wurde in einem Versuche der Selbstinductionscoefficient vermindert, dann aber die Stromstärke durch gleichzeitige Verminderung der Spannung auf ihren ursprünglichen Werth gebracht.

Es zeigte sich, dass hierdurch auch die Unterbrechungszahl bis auf eine geringe, einstweilen nicht messbare Differenz ihren ursprünglichen Werth wieder annahm.

Der geschilderte Einfluss der Selbstinductionscoefficienten äussert sich u. a. bei folgenden Experimenten.

Eine Rolle von etwa 1000 Windungen starken Kupferdrahtes giebt ohne Eisenkern eine noch als Ton wahrnehmbare Folge von etwa 200 Unterbrechungen pro Secunde; beim Einführen eines getheilten Eisenkerns erhält man einzeln zählbare Stromstösse.

Ein kleiner Transformator (Uebersetzungsverhältniss 1:10) wird mit Hülfe des Unterbrechers an die Lichtleitung (110 Volt Gleichstrom) angeschlossen. Verbindet man diesen in der für Kraftübertragung üblichen Weise mit einem zweiten gleichen Transformator, und belastet dessen Niederspannungsspule allmählich mit 1 bis 10 parallel geschalteten Glühlampen, so steigt der Ton allmählich und zwar ergab sich in jenem besonderen Falle eine Aenderung von der Ordnung einer Octave.

Ein Funkeninductor lässt sich ohne Zuhülfenahme eines Condensators mit dem Unterbrecher sehr gut betreiben; die Unterbrechungszahl ist bei geöffnetem Secundärkreise bedeutend niedriger als bei Einstellung einer mässig grossen Funkenstrecke. Die Funken folgen so schnell aufeinander, dass sie einen Lichtbogen bilden, welcher sich bei kleineren und mittleren Inductorien länger ziehen lässt, als es der indicirten Funkenlänge entspricht.

Bei zu starker Verringerung der Selbstinduction durch Belastung des Secundärkreises setzt die Erscheinung plötzlich aus, und es tritt das oben unter 2. beschriebene Glühen der Elektrode ein. Verringert man nunmehr die Belastung, so arbeitet der Unterbrecher nicht ohne weiteres wieder. Das sicherste Mittel, ihn wieder in Betrieb zu setzen, besteht in vorübergehendem Ausschalten der Batterie.

Die effective Spannung an den Klemmen der benutzten Drahtrolle hat in der Regel einen höheren Werth als die Batteriespannung. Das Gleiche gilt von der Spannung am Unterbrecher. Bei den von uns angestellten Versuchen wurden diese Spannungen durch Anlegen von Glühlampen auf etwa 220 Volt geschätzt, betrugen also das Doppelte der Spannung der Stromquelle. Ein solcher Fall ist in der Wechselstromtechnik unter dem Namen der Spannungsresonanz bekannt; er tritt ein, wenn Selbstinduction und Capacität in Serie geschaltet sind, und wenn die nach der Formel $T = \pi \sqrt{L C}$ berechnete Schwingungsdauer mit der Dauer einer halben Periode

der angewendeten Wechselstrommaschine übereinstimmt. Will man annehmen, dass diese Uebereinstimmung in der Wirkung auf eine Uebereinstimmung der Ursachen zurückzuführen ist, so würde man wiederum zu der Vorstellung von Oscillationen gelangen, und es müsste sich an dem Unterbrecher immer eine Capacität ausbilden von solcher Grösse, dass von selbst Resonanz mit der beobachteten Unterbrechungszahl besteht.

Die für einen besonderen Fall ($L = 0{,}003$ Quadrant, $n = 700$) berechnete Capacität ergiebt sich zu 17,2 Mikrofarad. Grössen von dieser Ordnung haben sich bekanntlich mehrfach bei Messung von Polarisationscapacitäten ergeben. Bemerkenswerth ist aber, dass ein Ueberzug von Platinmohr nur einen kaum wahrnehmbaren Einfluss hat. Diese Thatsache, zusammen mit dem oben erwähnten starken Einfluss einer Oberflächenvergrösserung durch Wahl eines grösseren Drahtes beweist, dass nur die Projection aller Unebenheiten der Elektrodenoberfläche in Betracht kommt, dass also diejenige Schicht, welche für das Ablaufen der Erscheinung maassgebend ist, die Elektrode in einem Abstande umhüllt, der gross ist gegen die Unebenheiten des Platinmohrs. Dass wesentlich andere Verhältnisse vorliegen, als bei der gewöhnlichen Polarisationscapacität, ist auch dadurch bedingt, dass die sich bildende Gasschicht durch den Oeffnungsfunken vorübergehend zum Glühen gebracht wird. Die hierbei auftretende Lichterscheinung zeigt neben zahlreichen anderen Linien auch sehr schön ausgeprägt diejenigen des Wasserstoffs.

Jedenfalls aber dürfte, wenn man überhaupt zu der Erklärung der Erscheinung durch Oscillationen neigt, die Annahme elektrolytischer Capacität nothwendig sein. Soweit uns bekannt ist, hat man eine solche als Ursache von elektrischen Schwingungen in Betracht zu ziehen noch nicht versucht. Es ist indess durchaus nicht von der Hand zu weisen, dass dies möglich sei. Denkt man sich z. B. zwei polarisirbare Elektroden durch eine Drahtrolle miteinander verbunden und in diese plötzlich einen Magneten geschoben, so wird eine Polarisation und weiterhin ein Rückstrom, eventuell auch noch weitere Schwingungen zu Stande kommen.

Vielleicht hat man sich also den Vorgang an dem elektrolytischen Unterbrecher folgendermaassen zu denken: Der

erste Strom erzeugt in der Umgebung der Elektrode eine Gasschicht, diese schwächt den Strom allmählich immer mehr; der Extrastrom giebt freilich zu einer Verlängerung des Stromdurchganges unter Bildung glühenden Gases Veranlassung, aber schliesslich wird der Strom doch ganz oder beinahe Null sein. Hypothetisch ist nun, dass in diesem Augenblicke an der Elektrode bez. dem Elektrolyten ein Zustand herrscht, welcher demjenigen eines geladenen Condensators von grosser Capacität entspricht. Die Ladungsspannung muss sehr hoch sein, bei 110 Volt Batteriespannung erheblich höher als die speciell bei dem zuletzt erwähnten Versuche gemessene effective Spannung von 220 Volt. Nähme man für die maximale Spannung nur 400 Volt an, so würde sich bei 17,2 Mikrofarad und 700 Unterbrechungen ein Rückstrom von 4,8 Amp. ergeben. Da indess nur höchstens 22 Proc. des Gesammtstromes (18 Amp.) auf den Rückstrom kommen können (wobei bereits von der durch inconstanten Strom erfolgenden stärkeren Erwärmung des Hitzdrahtes abgesehen ist), so ergiebt sich, dass dieser berechnete Rückstrom nicht unerheblich grösser ist, als die obere Grenze desjenigen Rückstromes, welcher sich aus der Differenz zwischen Voltameter und Hitzdraht ergiebt. Es muss also jene Capacität zu gross angesetzt sein.

Demnach wird die Annahme von Oscillationen der weiteren Ergänzung bedürftig, dass die diesen Oscillationen zu Grunde liegende Capacität während der einzelnen Phasen des Processes veränderlich ist, und dass im besonderen in dem Augenblicke der maximalen Ladung der angenommenen Capacität diese einen geringeren Werth hat, als er sich aus der Formel

$$C = \frac{T^2}{\pi^2 L}$$

ergeben würde. Diese Annahme eines veränderlichen Verhältnisses zwischen beförderter Elektricitätsmenge und Potential erschwert freilich die Uebersicht über die Erscheinung, ist aber viel wahrscheinlicher als das Gegentheil.

Der weitere Verlauf ist nun vielleicht folgendermaassen zu denken. Der Rückstrom, welcher mit grösserer Spannung einsetzt, als die Batterie sie aufweist, also dieser entgegengesetzt verlaufen kann, wird einen Theil des Anions zurückbilden und dadurch die Berührung zwischen der Elektrode

und dem Elektrolyten wieder herstellen, bez. den hohen Widerstand, der sich hier gebildet hatte, vermindern. Hierbei wird die elektrolytische Capacität erschöpft und der ursprüngliche Strom setzt wieder ein.

Wir erwähnen endlich noch, dass der hypothetischen Capacität bei einigen Versuchen durch Anlegen von Condensatoren noch 0,13 bis 2,4 Mikrofarad hinzugefügt wurden. Bei etwa ein Mikrofarad war eine deutliche Vertiefung des Tones wahrnehmbar; bei grösserer Capacität wurde das Arbeiten des Unterbrechers unregelmässig.

Ein aus zwei im Abstande von 20 cm befindlichen Platten von 40 cm Durchmesser bestehender Condensator, mit den Enden der secundären Rolle eines Inductoriums verbunden, ergab ebenfalls eine Vertiefung des Tones, wirkte also nicht wie einfache Belastung. Es liegt hier offenbar ein ähnliches Zusammenschwingen des primären und des secundären Kreises vor, wie es Oberbeck und andere untersucht haben.

H. W. Vogel. †

Ansprache von B. Schwalbe.

(Gehalten in der Sitzung vom 3. Februar 1899.)
(Vgl. oben S. 3.)

Meine Herren! Es ist ein schöner Gebrauch der alten Berliner physikalischen Gesellschaft gewesen, denjenigen, die aus unserer Mitte für immer dahingeschieden sind, einige Worte des Andenkens und der Errinnerung zu widmen; die jetzige Deutsche Physikalische Gesellschaft hat diese pietätvolle Sitte übernommen, und so möchte ich Sie an den schmerzlichen Verlust erinnern, den kurz vor Weihnachten unsere Gesellschaft durch den Tod eines unserer ältesten und wissenschaftlich thätigsten Mitglieder erlitten hat.

Hermann Wilhelm Vogel ist am 17. December 1898, nachdem er seine alte geistige Frische nach längerer Erholung fast wieder erlangt hatte, schnell und ruhig aus einem Leben rastloser Thätigkeit geschieden. — Nicht kann es meine Aufgabe sein, das Vielgestaltige im Leben, Wirken und Schaffen unseres Freundes zu schildern, der überdies auf einem Gebiete, dem Gebiete der wissenschaftlichen und künstlerischen Photographie, bahnbrechend und grundlegend gewirkt hat. Es ist dies ausführlich an anderen Orten geschehen. Die warm empfundene Lebensschilderung in den photographischen Mittheilungen[1]) giebt sowohl einen Einblick in die äusseren Lebensschicksale und die geistige Entwickelung des Heimgegangenen, als auch eine klare Darlegung der Bedeutung Vogel's für die Photographie. In der Geschichte der Photographie wird sein Name als einer der ersten genannt werden müssen, gerade weil er die photographische Kunst oder Fertigkeit, die in Gefahr war, in Liebhaberei auszuarten und dem Gebiete ernster Forschung

1) Band 36. Heft 2, 1899.

entfremdet zu werden, als Wissenschaft in Anspruch nahm. Nur so konnte die moderne Photographie, die jetzt der Wissenschaft unentbehrlich geworden ist, die ein Mittel zur Entdeckung fernster Himmelskörper, zur genauen Fixirung der kleinsten Organismen geworden ist, so ausserordentlich viel leisten. Dies Bestreben brachte VOGEL mit Physik, Chemie und Astronomie einerseits, aber auch mit der Kunst in nächste Beziehung, überall anregend, wirkend und offen eintretend für das, was er als wahr und richtig erkannt hatte. So war es natürlich, dass er auch mit der Physikalischen Gesellschaft in Verbindung trat.

Am 26. März 1834 zu Dobrilugk (Nieder-Lausitz) geboren, war er schon frühzeitig angewiesen, möglichst eigenen Erwerb sich zu schaffen. Trotz seiner grossen Neigung für Chemie und Physik musste er Kaufmann werden, suchte aber dabei fortwährend sich wissenschaftlich weiter zu bilden. 1849 war er für kurze Zeit als Handelslehrling in Berlin. 1851 beschloss er seiner Neigung, die viele in der Jugend erfasst, zu folgen und dem Seemannsberuf sich zu widmen, Krankheit hinderte ihn, in die schon übernommene Stelle einzutreten; ein gütiges Geschick bewahrte ihn davor, denn kurze Zeit nachher war dasselbe Schiff wrack geworden und die ganze Mannschaft zu Grunde gegangen.

Nun wurde ihm gestattet, die Gewerbeschule in Frankfurt a/O. zu besuchen; nach rastloser und unermüdlicher Arbeit bestand er die Prüfung des Schlusscursus und erhielt ein Staatsstipendium, das ihn in den Stand setzte, das Gewerbeinstitut in Berlin zu besuchen (1852). Was er gelernt und erreicht hatte, er verdankte es seiner Kraft und damals wie später, suchte er, ein Autodidact im besten Sinne des Wortes, stets die Lücken, die er im Wissen empfand, auszufüllen. Von jetzt ab war aber sein Studiengang geregelt. Bei der Prüfung wurde ihm eine rein physikalische Aufgabe: „Welche Hülfsmittel gewährt uns die Akustik zur Bestimmung der Elasticität der Körper" von DOVE gestellt, die später in POGGENDORFF's Annalen erschien.[1]) Seit dieser Zeit ist er fortwährend productiv gewesen; gleich darauf veröffentlichte er eine Be-

1) H. W. VOGEL, Pogg. Ann. 111. p. 229. 1860. (Abhängigkeit des Elasticitätsmoduls vom Atomgewicht.)

schreibung, mikroskopische Ansichten photographisch aufzunehmen[1]) und dann seine wichtige Arbeit über die Zustände des Silbers, in denen es sich ausscheidet, und promovirte 1863 mit der Arbeit „Ueber Lichtempfindlichkeit des Chlor-, Brom- und Jodsilbers".

Zugleich wurde auch seine Lebensstellung gesichert; er wurde 1860 Assistent am mineralogischen Museum, und 1864 Leiter des photographischen Laboratoriums am Kgl. Gewerbeinstitut, das an der technischen Hochschule sich zum photochemischen Institut entwickelte, an dem er als Leiter und Professor bis zu seinem Tode wirkte; so wurde er der Begründer der wissenschaftlichen Photographie, die als bleibender Gegenstand den Hochschulwissenschaften einverleibt war.

Seine zahlreichen Originalmittheilungen sind veröffentlicht in den Berichten der Berliner Akademie, in den Annalen für Physik und Chemie, in den Berichten der deutschen chemischen Gesellschaft, im chemischen Centralblatt, in den Verhandlungen der Physikalischen Gesellschaft etc., vor allem aber in den photographischen Mittheilungen. Seine Arbeiten über Uebertragung der Lichtwirkuugen auf Sensibilatoren führten zu den Methoden des Dreifarbendruckes. Er hatte die Freude, hier seinen Sohn, Dr. E. Vogel, als Mitarbeiter zu haben, der auch die Redaction der photographischen Mittheilungen in Gemeinschaft mit Hannecke weiterführt. Von seinen selbständigen wissenschaftlichen Werken mag vor allem sein grosses Handbuch der Photographie in vier Theilen (Photographie und Chemikalien, das Licht im Dienste der Photographie und neueste Fortschritte der photographischen Optik, die photographische Praxis und photographische Kunstlehre), das in vierter Auflage fast vollständig erschienen ist, sowie sein Lehrbuch der praktischen Spectralanalyse irdischer Stoffe genannt werden.

Der Physikalischen Gesellschaft gehörte Vogel seit dem Jahre 1872 an und er ist ihr ein treues Mitglied geblieben, activ und passiv. Nicht nur dadurch, dass er Mitte der siebziger Jahre eine Zeit lang den Bericht über chemische Wirkungen des Lichtes und Photographie für die Fortschritte der Physik übernahm und mehrere Jahre durchführte, sondern

1) H. W. Vogel, Pogg. Ann. 117. p. 629.

auch dadurch, dass er die Resultate seiner wissenschaftlichen Untersuchungen und Beobachtungen an den Sitzungsabenden vortrug; seinen ersten Vortrag in der physikalischen Gesellschaft hielt er am 28. März 1873 „über die Fehler in photographischen Linsenbildern". Sein letzter in der Gesellschaft gehaltene Vortrag findet sich in den Verhandlungen 1897 p. 176. „Beobachtungen über farbige Interferenzphotographien" (Fortschritte 1897, Abschnitt II. 16). Die Fortschritte der Physik und POGGENDORFF's biographisches Wörterbuch, fortgesetzt von ÖTTINGEN, enthalten jene Arbeiten, das letztere bis zum Termin der Durchführung 1884.

So oft es ihm die Zeit erlaubte, nahm er auch sonst an den Sitzungen theil und trat in die Diskussion ein, die er mit Lebhaftigkeit durchzuführen verstand. Niemand aus dem Kreise seiner vielen Freunde und Bekannten wird auch die anregenden interessanten und geistreichen Unterhaltungen vergessen, die sich im zwanglosen Verkehr entspannen. Seine ausgebreitete Kenntniss interessanter Persönlichkeiten, seine Bekanntschaft mit hervorragenden Gelehrten, seine weiten Reisen, die er gelegentlich der Beobachtung von Finsternissen oder von Ausstellungen unternommen hatte, gaben stets neuen Stoff, den er mit der ihm eigenthümlichen Lebendigkeit und realistischen Darstellungsweise oft den Gesprächen zu Grunde legte, wenn es sich nicht um Diskussion wissenschaftlicher Fragen handelte.

Er hatte die Expedition nach Aden (1868) und bald darauf nach Sicilien, dann nach den Nikobaren (1875), nach Jurgewetz a. d. Wolga (1888) mitgemacht, nur bei der ersten vom Glück begünstigt, dann auch die Ausstellungen von Paris (1867), Wien (1873), Philadelphia (1876), Chicago (1893) besucht und sich am Preisrichteramt betheiligt.

Auch an anderen Bestrebungen, dem Kampf für die Gleichberechtigung der realistischen und der humanistischen Bildung nahm er theil, wie er überhaupt mit vielen Zeitfragen in künstlerischer und allgemein wissenschaftlicher Richtung sich beschäftigte und, seiner Ueberzeugung folgend, herrschende Richtungen bekämpfte oder neue Bahnen vertrat. Seiner alten Lehrer DOVE, ROSE, RAMMELSBERG dachte er stets mit Liebe und Anhänglichkeit, und wenn ihm im Lebenskampfe auch manche Feindschaft geworden ist, so erklärt sich dies leicht

aus seinem Naturell; Wahrheit und Offenheit hat er dabei stets hochgehalten.

In den letzten Jahren hatte er oft mit Schlaflosigkeit, Nervosität und anderen Leiden zu kämpfen, die er immer zurückzuschlagen suchte und nicht aufkommen lassen wollte. Das Geschick hat ihn uns genommen, auch in unserer Gesellschaft, wie in den weitesten Kreisen seiner übrigen Freunde und Bekannten wird ihm ein treues Gedenken bewahrt bleiben, wir werden seiner und seiner Thätigkeit nie vergessen. In diesem Gedanken bitte ich Sie, meine verehrten Herren, sich zur Erinnerung an den heimgegangenen Freund von Ihren Sitzen zu erheben.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 3.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 3. März 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der bisherige Rechnungsführer Hr. **M. Planck** erstattet ausführlich Bericht über die Einnahmen und Ausgaben des abgelaufenen Geschäftsjahres, und legt die weiter unten auf S. 68 abgedruckte Vermögens-Bilanz der Gesellschaft vor.

Hr. **E. Lampe** erklärt, dass er in Gemeinschaft mit Hrn. **J. Lange** die Rechnungen, Bücher etc. der Gesellschaft revidirt und alles in bester Ordnung befunden habe; er beantragt dem Hrn. Rechnungsführer zugleich mit dem Danke für die Mühewaltung auch die Entlastung für das abgelaufene Geschäftsjahr zu ertheilen.

Aus den dann vorgenommenen Wahlen geht der Vorstand der Gesellschaft in folgender Zusammensetzung hervor:

Hr. E. Warburg, Vorsitzender.

Hr. W. v. Bezold,
Hr. F. Kohlrausch,
Hr. O. Lummer,
} Stellvertretende Vorsitzende, in alphabetischer Reihenfolge gewählt.

Hr. M. Planck, Rechnungsführer.

Hr. E. Lampe,
Hr. J. Lange,
} Revisoren.

Hr. B. Schwalbe,
Hr. U. Behn,
} Schriftführer.

Hr. W. Kaufmann,
Hr. A. Schulze,
} Bibliothekare.

Durch Cooptation werden in den Vorstand gewählt:
Hr. A. König, Herausgeber der Verhandlungen der Gesellschaft.
Hr. R. Börnstein, } Redacteure der
Hr. R. Assmann, } „Fortschritte der Physik".

Als Mitglieder des wissenschaftlichen Ausschusses wurden darauf gewählt:

Hr. E. Warburg;	Stellvertreter:	Hr. E. Lampe.
Hr. W. v. Bezold;	„	Hr. M. Planck.
Hr. F. Kohlrausch;	„	Hr. O. Lummer.
Hr. G. Quincke;	„	Hr. A. Wüllner.
Hr. L. Boltzmann;	„	Hr. E. Riecke.
Hr. E. Lommel;	„	Hr. H. Ebert.

Der Rechnungsführer Hr. **M. Planck** legt darauf den Voranschlag für die Einnahmen und Ausgaben der Gesellschaft für das neue Geschäftsjahr vor; der Voranschlag fand einstimmige Annahme.

Hr. **F. Kurlbaum** spricht dann

über das Emissions- und Absorptionsvermögen von Platinschwarz und Russ.

Hr. **F. Neesen** berichtet

über einen mechanischen Widerstand beim Auftreten von Kathodenstrahlen.

Hr. **C. Liebenow** legt eine Abhandlung:

Thermodynamische Berechnung thermoelektromotorischer Kräfte metallischer Leiter

vor. Ihr ausführlicher Vortrag wird auf die nächste Sitzung verschoben, ihr Abdruck soll jedoch nach Beschluss der Gesellschaft bereits in der vorliegenden Nummer der Verhandlungen erfolgen.

Hr. **E. Warburg** demonstrirt

den Righi'schen Versuch über das optische Verhalten des Natriumdampfes im magnetischen Felde.

Das Mitglied Hr. Prof. Dr. L. Pochhammer hat seinen Austritt aus der Gesellschaft erklärt.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. G. Mie, Carlsruhe.

Hr. Dr. G. Benischke, Berlin N., Jasmunderstrasse 12.

Hr. Franke, Berlin W., Lützowstrasse 21.

Vermögens-Bilanz

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

vom 6. Januar 1899.

Activa.

	Mark	Pf.
Bibliothek	13 000	—
Effecten (Preussische Consols)	14 892	35
Depositengelder	2 651	81
Versicherungs-Conto	56	60
Fortschritte der Physik. Bd. 48. (1892.)	199	34
„ „ „ Bd. 53. (1897.)	341	46
„ „ „ Bd. 54. (1898.)	478	—
„ „ „ Bd. 55. (1899.)	464	—
	32 083	56

Passiva.

	Mark	Pf.
Capital-Conto	30 076	95
Fortschritte der Physik (Extraordinarium)	175	84
Stiftungsfest-Conto	117	58
Friedr. Vieweg & Sohn	929	95
Durchlaufende Rechnungen	24	50
Gewinn- und Verlust-Conto	758	74
	32 083	56

Berlin, 21. Februar 1899.

M. Planck, Rechnungsführer.

Revidirt und richtig befunden: **E. Lampe.** **J. Lange.**

Ein mechanischer Widerstand beim Auftreten von Kathodenstrahlen; von F. Neesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. März 1899.)

(Vgl. oben S. 66.)

In dem ersten Hefte des diesjährigen Bandes der Münchener Akademie-Berichte veröffentlicht Hr. EBERT eine Arbeit: „Zur Mechanik der Glimmlichtphänomene", die mich, da ihr Inhalt nahe an eine Erscheinung streift, welche ich seit längerem, soweit es meine Zeit erlaubte, verfolge, zur Mittheilung dieser Erscheinung veranlasst.

Hr. EBERT beobachtete das Uebergehen einer anfänglich anziehenden Kraft zwischen den beiden in luftverdünnten Räumen befindlichen Elektroden in eine abstossende im Falle von Wechselentladungen.

Mechanische Bewegungen der Elektroden oder von Flügeln, welche von elektrischen Strahlen getroffen werden, wurden bekanntlich insbesondere von CROOKES, PULUJ, ZÖLLNER beschrieben. PULUJ hat ebenfalls eine Umkehr der Bewegung beobachtet, die sich mit der von EBERT angegebenen aber nicht zu decken scheint.

Wendet man als Kathode ein Flügelpaar an, dessen Flügel auf der einen Seite metallisch, auf der anderen Seite mit Glimmer belegt sind, so erfolgt namentlich von dem Verdünnungsgrad an, wo sich ein grosser dunkler Raum ausbildet, eine kräftige Drehung der Flügel mit der Metallseite nach rückwärts.

Diese bekannte Drehung wird schwächer, sobald die Verdünnung bis zur Entstehung des Glasfluorescenzlichtes getrieben wird. Bei weiterer Abnahme wird die Bewegung stetig langsamer, bis sie schliesslich aufhört. Annähernd fällt dieses Aufhören mit dem Zurückgehen des positiven Glimmlichtes, also mit dem Auftreten der Röntgenstrahlen, zusammen. Solange letztere sich ausbilden, kommt eine Drehung des Flügelpaares nicht zu Stande. Wenn die Verdünnung indessen noch weiter

getrieben wird, sodass nur noch vereinzelte Entladungen das Rohr durchsetzen, beginnt zunächst eine zitternde Bewegung, sodann eine Drehung der Flügel in dem früheren Sinne. Diese letztere Drehung ist offensichtlich nichts anderes, wie die Drehung des elektrischen Flugrades.

Das eben angegebene Aufhören der Elektrodenbewegung ist nicht etwa die Folge des Aufhörens jeglicher Wirkung, sondern die Folge des Eintritts einer hemmenden Wirkung gegen eine Bewegung der Elektrode. Denn wenn die Kathodenflügel vor Verbindung mit dem Inductionsapparat mechanisch in Drehung versetzt werden und dann die Entladung durchgeleitet wird, so kommt das Flügelpaar sofort zur Ruhe. Die Erscheinung hat dasselbe Aussehen wie der plötzliche Stillstand einer rotirenden Kupferscheibe bei Erregung eines magnetischen Feldes.

Bei dem zuerst benutzten Flügelpaar waren einseitig mit Glimmer belegte Aluminiumbleche an einem Stahlhütchen befestigt, das sich auf einer feinen Nähnadelspitze drehen konnte.

Da bei der kritischen Verdünnung, welche den Widerstand gegen die Drehung hervorruft, stellenweise starke weissliche Lichtbüschel aus den Ecken der Kathodenbleche ausstrahlten, so wurde, um zu sehen, ob hiermit die Erscheinung zusammenhing, an Stelle des Aluminiumbleches eine Platte aus vielen dünnen Kupferdrähten, die nur an der dem Stahlhütchen zugewandten Seite zusammenhängen, genommen. Es zeigte sich wesentlich dasselbe, nur die nachfolgende Drehung bei noch stärkerer Verdünnung (vgl. oben) verlief jetzt sehr viel rascher.

Dass die Erscheinung in einer Hemmung gegen die Bewegung der Kathode begründet ist, geht weiter daraus hervor, dass dieselbe auch erfolgt, wenn die Flügel gar nicht einseitig mit Glimmer belegt sind, wenn ferner nur das Stahlhütchen als Elektrode wirkt. Im letzteren Falle waren, um den Eintritt der mechanischen Bewegung zu erleichtern, Flügel aus Glimmer am Stahlhütchen befestigt. Wirkte dagegen die Nadelspitze allein als Elektrode, indem ein Glashütchen mit angesetzten Flügeln aufgesetzt war, so erfolgte die Hemmung nicht.

Demnach wird die Kathode als solche in ihrer Beweglichkeit durch das Auftreten der Röntgenstrahlen gehemmt.

Die ersten Versuche geschahen in einem das Flügelpaar eng umschliessenden Rohre. Hier kann man zur Erklärung an die Ladungen der Glaswand denken. Deshalb benutzte ich ein verschieden weites Rohr, in welchem die drehbare Kathode unter Quecksilberabschluss bald in den weiteren, bald in den engeren Theil eingeführt werden konnte. Es zeigte sich kein Unterschied. Solange der Verdünnungsgrad, welcher dieses Hemmniss bedingt, nicht erreicht ist, erscheinen bei der Rotation der einseitig mit Glimmer belegten Flügel auf der Glaswand sehr hübsche, scharf begrenzte Wellenlinien aus Fluorescenzlicht, offensichtlich herrührend von der Aufeinanderfolge der einzelnen Entladungen.

Drehungen von solchen Flügeln treten, wie schon oben bemerkt wurde, auch ein, wenn die Flügel nicht gleichzeitig als Kathode benutzt werden, sondern nur von den Kathodenstrahlen getroffen werden. Dann ist aber dies Hemmniss, welches vorher beschrieben wurde, nicht vorhanden. Da ja möglicher Weise auch in Bezug auf diese mechanische Wirkung die Kathodenstrahlen vor und nach ihrer Umwandlung in *X*-Strahlen durch die Reflexion an der Anode sich verschieden verhalten können, benutzte ich ein cylindrisches Entladungsrohr, an welchem der ebenen, unter 45° geneigten Anode gegenüber ein zweites cylindrisches Rohr senkrecht zu dem Hauptrohr zur Aufnahme der *X*-Strahlen angesetzt war. Zwischen Kathode und Anode und in dem angesetzten Nebenrohre waren seitliche Ansätze angeschmolzen zum Einführen der Drehflügel. Befinden sich letztere zwischen Kathode und Anode, so findet die Drehung auch bei Verdünnungen statt, wo Röntgenstrahlen auftreten. Wird das Flügelpaar mit der Kathode verbunden, so erscheint hier sofort wieder die oben geschilderte Hemmung. Eine Drehung der Flügel erfolgt aber nicht, falls sich letztere in dem Seitenrohr, also den durch Reflexion an der Anode umgewandelten Röntgenstrahlen ausgesetzt, befinden. Auch eine Hemmung gegen mechanische Drehung ist dann nicht bemerkbar. Wird die Verdünnung weiter getrieben, sodass nur vereinzelte Entladungen erfolgen,

so tritt wieder die Drehung wie beim elektrischen Flugrad auch in dem Seitenrohr auf.

Anscheinend ist also ein solcher Unterschied in der mechanischen Wirkung der Röntgenstrahlen vor und nach ihrer Umwandlung vorhanden. Doch muss noch näher untersucht werden, ob nicht etwa die grössere Nähe an der Kathode in dem einen Falle das Bestimmende ist.

Als Erklärung für dieses Hemmniss könnte Ladung der umgebenden Glaswand, rein mechanische Hemmung wegen geringen Zusammenschweissens von Spitze und Hütchen, weiter Erwärmung der Glaswand als denkbar erscheinen. Ersteres erscheint mir ausgeschlossen, weil in verschieden weiten Gefässen die Erscheinung in gleicher Weise erfolgt, weil weiter eine äussere Ladung des Entladungsrohres mittels umgelegtem Stanniolring und Elektrisirmaschine nichts dergleichen zeigte. Der zweite Erklärungsgrund versagt, weil das Stillstellen sofort erfolgt und weil nach Abschalten der Entladung die Beweglichkeit der Flügel dieselbe wie vorher ist. Es wurde oft beobachtet, dass nach Abschaltung der Entladung die Flügel von selbst in eine sehr lebhafte Drehung mit der metallischen Seite nach rückwärts geriethen. Ich schiebe diese Drehung auf die Strahlung von der erwärmten Glaswand, wenn ich auch durch Erwärmung von aussen eine solche Drehung nicht hervorrufen konnte.

Wenn überhaupt die Glaswand durch ihre Erwärmung wirkt, so kann dies nur im Sinne der angegebenen Drehung erfolgen, daher kann auch diese Erwärmung nicht der Grund für das beobachtete Hemmniss sein.

Es ist mir die Deutung der Erscheinung noch nicht möglich. Letztere hat, wie schon oben erwähnt wurde, den äusseren Anschein wie die Wirkung eines magnetischen Feldes. Woher aber sollte dieses kommen?

Die Beobachtung von Ebert, von welcher ich ausging, scheint nur eine einfache Deutung zuzulassen. Der Uebergang der anziehenden in die abstossende Wirkung zwischen den Elektroden tritt darnach ein, wenn sich die beiden Glimmlichthüllen, welche von beiden Elektroden ausgehen, gerade berühren. In dem Raume, wo sich das Glimmlicht bildet, tritt nun eine Erwärmung, also auch Ausdehnung der Luft ein.

Beim Umschalten der Entladung wird sich die erwärmte Luft in diesem Raume abkühlen, mithin eine Verdünnung auftreten. Daher strömt von aussen Luft in diesen Glimmlichtraum. An jeder Elektrode wird daher bei den Wechselentladungen in rascher Aufeinanderfolge Luft erst nach aussen abströmen und dann von aussen hinströmen. Solange sich nun die Glimmlichtschichten nicht berühren, wird das Hineinströmen in den Glimmlichtraum von allen Seiten erfolgen und daher kein starkes Bewegungsmoment für die Elektroden geben. Berühren sich aber die Glimmlichträume, so stehen zwei Räume in Verbindung, von welchem in dem einen die Luft sich ausdehnt, während in dem anderen gleichzeitig der Luftdruck abnimmt. Daher muss das Abströmen der sich ausdehnenden Luft gerade in den Glimmlichtraum der anderen Elektrode hinein erfolgen und dadurch eine Bewegung der Elektrode in dem beobachteten Sinne verursachen. In der That beruht also hiernach die Erscheinung auf einer Nachwirkung des Entladungsvorganges, aber nichtelektrischer Natur.

Thermodynamische Berechnung thermoelektromotorischer Kräfte metallischer Leiter; von C. Liebenow.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. März 1899.)

(Vgl. oben S. 66.)

Die thermodynamische Gleichung für umkehrbare galvanische Elemente ist von HELMHOLTZ abgeleitet. Durch sie ist die Beziehung zwischen der Wärmetönung, der elektromotorischen Kraft und deren Temperaturcoefficienten definitiv festgelegt.

Für Thermoelemente aus metallischen Leitern ist eine controlirbare zahlenmässige Beziehung zwischen der elektromotorischen Kraft und dem zu ihrer Bildung erforderlichen Wärmeaufwand bis jetzt nicht gegeben.

R. CLAUSIUS hat zwar gezeigt, dass ein Thermoelement als eine thermodynamische Maschine betrachtet werden kann, hat aber hieraus zunächst nur geschlossen, dass die elektromotorische Kraft der einzelnen Löthstellen der absoluten Temperatur proportional sein müsse. Als sich dann z. B. der neutrale Punkt dieser Forderung nicht fügte, hat er mit W. THOMSON seine Theorie dahin erweitert, dass er einen Theil der elektromotorischen Kräfte in das Innere der ungleichmässig erwärmten Metalle verlegte, ohne jedoch bis zu einer wirklichen Berechnung der elektromotorischen Kraft durchzudringen.

Später hat dann F. KOHLRAUSCH auf Grund einer von L. HERMANN stammenden Hypothese (nämlich, dass mit jedem Wärmestrom in metallischen Leitern ein elektrischer Strom verbunden sei) allerdings Formeln für die elektromotorischen Kräfte entwickelt. Da dieselben jedoch einen für jedes Metall verschiedenen, an sich nicht bestimmbaren Factor enthalten, so dürfte eine eigentliche Berechnung dieser Kräfte auf Grund jener Formeln kaum gelingen. (Vgl. Anm. S. 78.)

Ich sehe in dem Folgenden von jeder Hypothese, wie etwa die thermoelektromotorischen Kräfte zu Stande kommen, ab, nehme nur an (was aus den Versuchen OHM's hervorgeht, aus denen er das nach ihm benannte Gesetz ableitete), dass sie von der Stromstärke unabhängig sind, und suche dann lediglich zu bestimmen, welchen Betrag dieselben in maximo unter den vorliegenden Verhältnissen erreichen können.

Diese Verhältnisse sind ja höchst einfacher Art: Um einen dauernden Strom zu erhalten, hat man für dauernde Temperaturdifferenz an den beiden Löthstellen zu sorgen, und da hierbei beständig Wärme von der warmen zur kalten Löthstelle fliesst, so muss man der warmen Löthstelle beständig Wärme zuführen und der kalten Löthstelle beständig Wärme entziehen. Sonstige Veränderungen finden nicht statt.

Könnten wir die Vorgänge umkehren, so liesse sich der CARNOT'sche Kreisprocess auf sie anwenden und auf diese Weise die äussere Arbeit bestimmen, welche bei diesem Kreisprocess geleistet würde. Da wir hierzu jedoch Mittel und Wege nicht kennen, so steht nur soviel fest, dass sicher nicht mehr Arbeit geleistet werden kann, als sich mit Hülfe des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie errechnen lässt.

Für sehr kleine Temperaturdifferenzen wird derselbe bekanntlich durch die Gleichung

$$dA = \frac{Q}{T} dT$$

dargestellt, worin A die äussere Arbeit, Q die übergeführte Wärme und T die absolute Temperatur bedeutet.

Ich nehme nun einen Würfel von 1 ccm aus irgend einem Metall und führe demselben an seiner oberen Fläche Wärme zu, während ich ihm an seiner unteren Fläche Wärme entziehe. Dabei richte ich es so ein, dass seine mittlere Temperatur constant und eine Temperaturdifferenz von 1^0 C. zwischen beiden Flächen dauernd erhalten bleibt. Ferner denke ich mir beide Flächen durch einen imaginären Leiter, der weder elektromotorische Kräfte entwickele, noch einen merklichen elektrischen Widerstand besitze, leitend verbunden.

Ich nehme nun an, dass in diesem Falle ein elektrischer Strom entsteht.

Dann folgt die maximale Arbeit, die dieser Strom im günstigsten Falle zu leisten vermag, aus obiger Gleichung. Ist J die Stromstärke und dE die elektromotorische Kraft, so wird in der Zeiteinheit die Arbeit

$$dA = J\,dE = \frac{Q}{T}\,dT$$

erzeugt.

Nun ist ferner nach dem Ohm'schen Gesetz für den Grenzfall, dass der imaginäre Leiter keinen elektrischen Widerstand besitzt:

$$J = \frac{dE}{R},$$

worin R den elektrischen Widerstand des Würfels allein bezeichnet.

Ferner ist, wenn man die Leitfähigkeit des Würfels für die Wärme $= L$ setzt:

$$Q = L\,dT.$$

Mithin wird:

$$\frac{(dE)^2}{R} = \frac{L\,(dT)^2}{T},$$

oder

$$dE_{\max} = \pm\sqrt{\frac{RL}{T}}\,dT.$$

Hierin sind L und R in gleichem Maasssystem auszudrücken, bez. durch einen Proportionalitätsfactor aufeinander zu reduciren.

Misst man die elektrische Arbeit in Wattsecunden, die Wärme in Grammcalorien, so ist bekanntlich eine Wattsecunde gleich 0,24 g-cal.

Für elektrische Einheiten hat man in diesem Falle L durch 0,24 zu dividiren, sodass man erhält:

$$dE_{\max} = \pm\,2{,}04\sqrt{\frac{RL}{T}}\,dT.$$

Berechnet man hiernach dE/dT für Kupfer bei 15° C., so ist L etwa $= 0{,}8$; $R = 0{,}000001635$. Mithin wird:

$$\frac{dE}{dT} = \pm\,0{,}204\sqrt{0{,}8\,.\,0{,}000001635 : 288}$$

$$= \pm\,0{,}0001375 \text{ Volt.}$$

Das Product RL ist unabhängig von den Dimensionen des Leiters. Es gelten daher diese 137,5 Mikrovolt für Kupfer von 15° C. bei 1° Temperaturdifferenz allgemein.

Sie bilden das Maximum der elektromotorischen Kraft, welche im Kupfer unter diesen Verhältnissen durch den Wärmeübergang erreichbar ist.

Für Eisen bestimmten KIRCHHOFF und HANSEMANN das Verhältniss der Leitfähigkeit für Wärme und derjenigen für Elektricität bei 15° zu 0,218, während sie in denselben Einheiten für Kupfer 0,173 fanden.

Hiernach wird für Eisen:

$$\frac{dE}{dT} = \pm 137{,}5\sqrt{0{,}218 : 0{,}173} = \pm 154{,}4 \text{ Mikrovolt}.$$

Die Differenz zwischen Eisen und Kupfer beträgt danach, wenn das ganze Wärmegewicht ausgenutzt wird, 16,9 Mikrovolt, während MATTHIESSEN zwischen Klavierdraht und galvanischem Kupfer 14,7, zwischen demselben Draht und gewöhnlichem Kupfer 17,4 Mikrovolt gefunden hat.

Ebenso ergeben sich für Kupfer, Blei, Zink, Zinn aus der Differenz der elektromotorischen Kraft der Einzelmetalle der Beobachtung entsprechend sehr kleine Werthe für die resultirende elektromotorische Kraft, da das Verhältniss der Leitfähigkeiten dieser Metalle sehr nahe übereinstimmt.

Für Antimon berechnet sich nach dem von LORENZ beobachteten Verhältniss der Leitfähigkeiten die maximale elektromotorische Kraft zu ± 155,4 Mikrovolt. Hiernach ergiebt sich die Differenz gegen Kupfer 17,9 Mikrovolt, während MATTHIESSEN für Antimon mit galvanischem Kupfer je nach der Richtung der Krystallaxen des Antimons 18,9 und 22,6 Mikrovolt fand. Für Antimondraht (zerstörte Krystalle) ergab sich dagegen − 1 Mikrovolt.

Die Verschiedenheit der elektromotorischen Kraft nach Richtung der Axen dürfte sich auch in dem Verhältniss der Leitfähigkeiten wiederspiegeln. Dagegen scheint die Zerstörung der Regelmässigkeit der Krystalle ganz allgemein die Ausnutzung der Wärme zur Bildung einer elektromotorischen Kraft herabzudrücken.

Abweichungen ergeben sich ferner beim Wismuth. Nach dem Verhältniss der Leitfähigkeiten nach LORENZ sollte die

elektromotorische Kraft $= \pm 151{,}5$ Mikrovolt betragen, sodass sich mit Kupfer eine elektromotorische Kraft von $+ 14$ Mikrovolt ergeben würde. Thatsächlich beobachtete dagegen MATTHIESSEN bei krystallisirtem Wismuth und Kupfer ca. -50, bei Draht bis -100 Mikrovolt.

Erreicht daher im Kupfer thatsächlich dE/dT den maximalen Werth, so muss man annehmen, dass im Wismuth ein Theil der Wärme unausgenutzt übergeführt wird, wobei Zerstörung der regelmässigen Krystalle, sowie Verunreinigung ebenso wie beim Antimon ungünstig auf die Ausnutzung der Wärme einwirkt.

Aus der Richtung des Stromes in den Thermoketten folgt ferner, da der Strom im Kupfereisenelement an der warmen Löthstelle vom Kupfer zum Eisen fliesst, dass sämmtliche von MATTHIESSEN gemessenen Leiter einschliesslich Selen und Tellur am warmen Ende negativ elektrisch werden. —

Will man die PELTIER-Erscheinung heranziehen, so liegt es nahe mit F. KOHLRAUSCH anzunehmen, dass geradeso wie der Wärmestrom elektromotorische Kräfte erzeugt, der elektrische Strom dem Temperaturgefälle vergleichbare Kräfte hervorbringt, die die Wärme bewegen. Nur werden die Gleichungen andere, als sie KOHLRAUSCH aufgestellt hat.[1])

Zunächst folgt unmittelbar aus der Gleichung für den maximalen Strom J für einen beliebigen anderen Strom für den einzelnen Leiter:

$$i\,dE = \frac{1}{0{,}24}\,\frac{q}{T}\,dT,$$

$$q = 0{,}24\,i\,T\frac{dE}{dT}.$$

Hierin ist q diejenige Wärmemenge, welche in der Zeiteinheit einen beliebigen Querschnitt des Leiters passirt.

Stossen daher in einem isothermen Leitersystem verschieden-

---

1) Anmerkung: Für isotherme Vorgänge wird der Factor von KOHLRAUSCH:

$$\alpha = \frac{2{,}04}{\sqrt{R\,L\,T}}.$$

artige Leiter in einem Punkte zusammen, so wird in diesem Punkte in der Zeiteinheit die Wärmemenge entwickelt:

$$\Delta q = 0{,}24\, T \Sigma i \frac{dE}{dT}.$$

Findet in einem Leiter ein Temperaturgefälle statt, so ergiebt sich in einem Stück des Leiters ds, in welches der Strom i bei der Temperatur T eintritt und welches er bei der Temperatur $T + dT$ verlässt, in der Zeiteinheit eine Wärmeentwickelung im Betrage von:

$$dq = 0{,}24\, i\, T\left(\frac{1}{T}\frac{dE}{dT} + \frac{d^2E}{dT^2}\right)dT.$$

Aus Gründen, welche ich einer ausführlicheren Darstellung vorbehalte, kann jedoch nur der zweite Theil der Klammer zur Wahrnehmung gelangen, sodass der THOMSON-Effect wird:

$$dq' = 0{,}24\, i\, T \frac{d^2E}{dT^2}\, dT.$$

Wendet man endlich Gleichung:

$$dE = \pm 2{,}04 \sqrt{\frac{RL}{T}}$$

auf schlechte Leiter an, so wird in diesem Falle R zum Theil ganz ausserordentlich gross. Nun ist zwar in solchen Fällen gewöhnlich L ziemlich klein; wenn aber z. B. bei Glas L nur einige Procente von der Leitfähigkeit der Metalle beträgt, so ist der elektrische Widerstand viele Millionen mal so gross. Die Gleichung sagt daher aus, dass in solchen Fällen die durch den Wärmeübergang hervorgerufenen thermoelektromotorischen Kräfte sehr hohe Beträge annehmen können. Dies ist in Uebereinstimmung mit den bereits relativ hohen elektromotorischen Kräften der Kiese, sowie von Tellur und Selen. Ein viel ausgeprägteres Beispiel bieten aber viele Krystalle mit ungleichen Axen.

Betrachten wir ein Stück krystallisirtes Antimon oder Wismuth, so sind die Thermokräfte nach MATTHIESSEN parallel und senkrecht zur Axe verschieden. Verbindet man nun zwei solche verschiedenen Flächen durch einen Draht, so entsteht kein Strom, so lange die Temperatur überall gleich ist. Erwärmt man aber das Ganze von aussen in einer Flamme, so

muss ein Strom auftreten, so lange das Metallstück aussen wärmer ist, als im Innern. Beim Abkühlen muss sich hinterher die Stromrichtung umkehren.

Genau in gleicher Weise verhalten sich andere Krystalle mit ungleichen Axen, nur dass z. B. beim Turmalin, der ein guter Isolator ist, die Potentialdifferenzen in Uebereinstimmung mit obiger Gleichung sehr hohe Beträge erreichen (Pyroelektricität).

Ein anderes Beispiel eines schlechten Leiters bietet die Luft. Bekannt sind die thermoelektrischen Eigenschaften der Flammengase und des elektrischen Lichtbogens. Denken wir uns nun eine ruhige Luftsäule von oben erwärmt, so pflanzt sich die Wärme durch Leitung und Strahlung von Schicht zu Schicht langsam nach unten fort. Meine Gleichung lehrt nun, dass in dieser Säule wegen des verzüglichen Isolationsvermögens der Luft für die Elektricität durch jenen Wärmeübergang ein sehr hohes Potentialgefälle hervorgerufen werden kann. Diese Beobachtung machen wir an der Luft unserer Atmosphäre. Dieselbe ist oben kalt und unten warm. Ebenso wie die oben betrachteten Metalle an dem kalten Ende positiv, am warmen negativ elektrisch werden, beobachten wir dies auch an der Atmosphäre[1]). Der ganze Unterschied ist nur ein gradueller und in Uebereinstimmung mit den Folgerungen aus der entwickelten Gleichung.

1) Möglicherweise muss die Luft, damit überhaupt eine Scheidung der Elektricitäten stattfinden kann, durch ultraviolette Sonnenstrahlen oder dergl. ein klein wenig leitend gemacht sein.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 4.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 17. März 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **C. Liebenow** berichtet zunächst über den Inhalt seiner in der vorigen Sitzung vorgelegten Abhandlung:

Thermodynamische Berechnung thermoelektromotorischer Kräfte metallischer Leiter

und knüpft daran weitere Ausführungen über denselben Gegenstand.

Hr. **W. Kaufmann** demonstrirt einen

Versuch über die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen.

Hr. **F. Neesen** trägt dann vor

über Vereinfachungen an der selbstthätigen Kolbenquecksilberluftpumpe und vergleichende Versuche über die Geschwindigkeit der Wirkung verschiedener Luftpumpenarten.

Hr. E. Warburg legt eine Abhandlung des Hrn. **J. Almy** (aus Nordamerika) vor

über die Entladungspotentiale in festen und tropfbarflüssigen Dielektricis.

Thermodynamische Berechnung thermoelektromotorischer Kräfte metallischer Leiter (Fortsetzung); von C. Liebenow.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. März 1899.)

(Vgl. oben S. 81.)

Inzwischen habe ich eine grössere Anzahl von Beobachtungsdaten des Productes RL zum Vergleich mit meiner Theorie heranziehen können. Dieselben weichen untereinander derartig ab, dass man im allgemeinen nur in der Grössenordnung mit der Wirklichkeit übereinstimmende Resultate erhält. Man wird daher besondere für diesen Zweck angestellte Versuchsreihen abwarten müssen.

Im allgemeinen scheint die Leitfähigkeit für die Wärme bei dunklen Metallen den helleren gegenüber zu gross angegeben zu sein. Wiedemann und Franz, welche alle Stäbe versilberten und hierdurch gleichmässigere Ausstrahlung erzielten, finden für Wismuth eine relativ viel grössere Wärmeleitfähigkeit als Lorenz. Das Verhältniss der Leitfähigkeiten für Wärme und Elektricität geben sie zu 1,8 : 1,2 an; also gleich 1,5; während sie für Kupfer 73,6 : 77,4 = 0,951 fanden. Hiernach wird die elektromotorische Kraft des Wismuths, wenn wir diejenige des Kupfers = 137,5 Mikrovolt setzen, $137{,}5\ \sqrt{1{,}5 : 0{,}951} = 172{,}7$ Mikrovolt, und diejenige des Wismuth—Kupferelements = 35,2 Mikrovolt, was der Wirklichkeit bereits sehr nahe kommt. Somit erscheint die Folgerung, dass im Wismuth der Wärmeeffect nur unvollkommen ausgenutzt werde, nicht mehr gerechtfertigt.

Ebenfalls einen anderen Werth erhält man nach den Daten von Wiedemann nnd Franz für das Eisen, nämlich nur 128,2 Mikrovolt. Hiernach ist die elektromotorische Kraft des Eisens kleiner, als die des Kupfers, und ein Thermoelement aus Eisen und Kupfer erhält eine elektromotorische Kraft von −9,3 Volt, ein Betrag, der mit den meisten Messungen sehr nahe übereinstimmt.

In diesem Falle aber ist der Schluss, den ich aus den Beobachtungen von KIRCHHOFF und HANSEMANN ziehen musste, nämlich dass die elektromotorische Kraft des Eisens grösser sei, als die des Kupfers, falsch, und ebenso ist die weitere Folgerung, dass die Metalle am warmen Ende negativ seien, hiernach in ihr Gegentheil umzuwandeln.

Dafür, dass die elektromotorische Kraft des Eisens bei 0° C. kleiner sei, als die des Kupfers, spricht ferner die Aenderung der elektromotorischen Kraft des Eisenkupferelements mit der Temperatur im Verein mit der von LORENZ beobachteten Temperaturänderung von RL für diese beiden Metalle. Für Eisen findet LORENZ von 0° bis 100° eine Zunahme von RL wie 1 : 1,53; RL wächst also schneller, als die absolute Temperatur; während er für Kupfer 1 : 1,358 erhielt, also etwas weniger, als der absoluten Temperatur entspricht. Hiernach muss dE/dT für Eisen ebenfalls mit der Temperatur zunehmen, für Kupfer dagegen abnehmen.

Da nun die elektromotorische Kraft des Eisenkupferelements mit steigender Temperatur abnimmt, um durch einen neutralen Punkt hindurch zu gehen, so kann die elektromotorische Kraft des Eisens bei 0° nur kleiner sein, als die des Kupfers.

Unter diesen Umständen muss man weiter schliessen, dass der mit einem elektrischen Strom verknüpfte Wärmestrom in den Metallen dem ersteren entgegengesetzt gerichtet ist, d. h. die Wärme fliesst in den Metallen mit der negativen Elektricität. Der rechnungsmässige Betrag dieses Wärmestromes ist im Kupfer per Ampère und Secunde bei 0° C. gleich:

$$0{,}24 \cdot 273 \cdot 0{,}000014 = 0{,}0092 \text{ Grammcalorien},$$

oder per Stunde = 33 Grammcalorien.

Für Eisen ist, wenn seine elektromotorische Kraft kleiner ist, auch die bewegte Wärmemenge kleiner. Im Falle also mit einem vom Kupfer zum Eisen gehenden elektrischen Strom ein umgekehrter Wärmestrom verbunden ist, muss unter diesen Umständen an der Löthstelle Wärme absorbirt werden, wie JAHN dies in der That beobachtete. Die Rechnung ergiebt für Eisen 30,34 Grammcalorien per Stunde.

In der folgenden Tabelle ist den Beobachtungen JAHN's die hiernach berechnete, in der Löthstelle pro Ampèrestunde freiwerdende Zahl von Grammcalorien hinzugefügt:

Cu +		Fe	Cd	Zn	Ag	Pt	Ni
E.M.K.		−11,28	−2,64	−1,51	−2,12	+1,40	+20,03
Entwickelte Wärme pro Stunde	beob.	− 3,16	−0,616	−0,585	−0,413	+0,320	+ 4,36
	ber.	− 2,66	−0,625	−0,357	−0,500	+0,330	+ 4,75

Die Richtung des Wärmestromes bestimmt sich endlich auch aus dem THOMSON-Effect in den Metallen als dem elektrischen Strome entgegengesetzt. Um den THOMSON-Effect an sich zu verstehen, muss man sich vorstellen, dass mit jedem elektrischen Strom ein Wärmestrom zwangsweise verknüpft sei. Ist in einem ungeschlossenen Leiter ein Temperaturgefälle vorhanden, so findet der gewöhnliche Wärmestrom statt, der nichts weiter als eine elektromotorische Kraft erzeugt. In diesem Falle ist die Wärmemenge, die per Secunde einen beliebigen Querschnitt des Leiters passirt, überall die gleiche. Wird dagegen der Wärmestrom zur Erzeugung elektrischer Arbeit vollkommen ausgenutzt, und sehen wir von der JOULE'schen Wärme ab, so erhalten wir den betreffenden Wärmestrom, welcher mit dem elektrischen Strom zwangsweise verknüpft ist, nämlich für jeden Querschnitt, in welchem die Temperatur T herrscht, im Betrage von:

$$Q = \pm 0{,}24\, J T \frac{dE}{dT}.$$

In diesem Falle fliesst nicht in jedem Querschnitt die gleiche Wärmemenge; dieselbe richtet sich vielmehr nach der absoluten Temperatur des Querschnitts, und zwar wird diejenige Wärmemenge, welche aus einem von zwei unendlich nahen Querschnitten begrenzten Leiterstück weniger oder mehr heraustritt, als einströmt, durch die Stromarbeit selbst absorbirt oder erzeugt, so dass die Temperaturverhältnisse (von der JOULE'schen Wärme abgesehen) sich hierbei nicht ändern, so lange dE/dT constant bleibt.

Während daher im offenen Stromkreis ein gleichmässiger Wärmestrom auftritt, der vom Temperaturgefälle abhängt, muss man sich vorstellen, dass derselbe beim Auftreten eines elektrischen Stromes ganz oder zum Theil (je nach der Strom-

intensität) durch einen anderen Wärmestrom von der soeben genannten Beschaffenheit ersetzt wird, der ganz ohne Rücksicht auf das Temperaturgefälle, und ohne dieses zu verändern, in dem Leiter fliesst und sich dem eventuellen Rest des von einem Temperaturgefälle hervorgerufenen Stromes einfach superponirt. Fliesst daher der durch die eigene elektromotorische Kraft des Metalles mögliche maximale Strom J durch äussere elektromotorsche Kräfte gezwungen in entgegengesetztem Sinne durch den Leiter, so transportirt derselbe in der Zeiteinheit genau so viel Wärme von der kalten zur warmen Löthstelle, wie im anderen Falle von der warmen zur kalten Löthstelle fliesst, um den Strom J im regelrechten Sinne hervorzurufen. (Der Process verläuft umkehrbar.)

Solange daher dE/dT constant ist, wird ein THOMSON-Effect nicht hervorgebracht. Derselbe entsteht erst, wenn sich dE/dT mit der Temperatur ändert und muss dann dem PELTIER-Effect ganz analog sein. Für ein Leiterstück mit einer Temperaturdifferenz von 1° C. ergiebt sich daher:

$$dq = \pm 0{,}24\, i\, T \frac{d^2E}{dT^2}.$$

Für Antimon findet z. B. LORENZ, dass sich RT zwischen 0° und 100° C. ändert wie 1 : 1,294. Mithin kann man für Antimon setzen:

$$\frac{RL}{T} = \frac{RL}{T_0}(1 - 0{,}00072\, t)$$

$$\frac{dE}{dT} = 2{,}04 \sqrt{\frac{RL}{T_0}}(1 - 0{,}00036\, t)$$

$$= \text{ca. } 0{,}00015\,(1 - 0{,}00036\, t)$$

$$\frac{d^2E}{dT^2} = -\,0{,}000000048.$$

Mithin wird

$$dq = -\,0{,}24\,.\,i\,T.\,0{,}000000048 = -\,0{,}000000012\, i\, T.$$

Nun fand BATTELLI, dass der THOMSON-Effect im allgemeinen durch den Ausdruck $k\,i\,T$ dargestellt werden konnte, und zwar war beim Antimon $k = 0{,}000000007$, was in der

Grössenordnung vollkommen mit dem berechneten THOMSON-Effect übereinstimmt.

Hierbei wurde diese Wärmemenge entwickelt, wenn der elektrische Strom von Warm zu Kalt floss, d. h. es wurde mehr Wärme zugeführt als abgeführt. Da aber dE/dT den grösseren Werth am kalten Ende des Antimons besitzt, so muss der Wärmestrom dem elektrischen Strom entgegengesetzt gerichtet sein.

Unter diesen Umständen erklärt sich nun auch leicht der Einfluss, den Verunreinigungen, sowie die Zerstörung der Regelmässigkeit ungleichaxiger Krystalle hervorrufen. Erfahrungsmässig vermehrt sich der elektrische Widerstand beim Zusammenschmelzen von Metallen zu Legirungen gewöhnlich ausserordentlich stark[1]), was kaum durch ein gleich starkes Sinken der Wärmeleitfähigkeit compensirt werden dürfte. Damit ergiebt sich eine Erhöhung der elektromotorischen Kraft ohne weiteres.

Uebrigens gilt der Satz, dass der Wärmestrom dem elektrischen Strom entgegengesetzt sei, nur für die Metalle. Ist nämlich im Eisen die elektromotorische Kraft kleiner, als im Kupfer, so muss sie im Tellur und Selen das entgengesetzte Vorzeichen besitzen, da die elektromotorische Kraft dieser Nichtmetalle von der des Kupfers in gleichem Sinne wie die des Eisens abweicht, jedoch einen viel grösseren Werth besitzt, als die des Kupfers an und für sich, nämlich 500 und 800 Mikrovolt.

Hiernach muss man schliessen, dass im Tellur und Selen das warme Ende negativ elektrisch ist.

Dass dasselbe auch in anderen nicht metallischen, schlechten Leitern der Fall sei, dafür spricht der Umstand, dass dieselben sämmtlich mit Amalgam gerieben positiv elektrisch werden. Denn bei der Reibung wird ihre Oberfläche heiss und ein wenig leitend. Infolge des grossen Werthes von RL können dann sehr grosse elektromotorische Kräfte in der obersten Schicht auftreten, welche die negative Elektricität gegen die Oberfläche in das Amalgam treiben, während freie, positive

1) Vgl. C. Liebenow, Der elektrische Widerstand der Metalle. Halle a. S. W. Knapp. 1898.

Elektricität zunächst unter der Oberfläche zurückbleibt, von wo sie sich hinterher langsam über die Oberfläche selbst ausbreitet.

Werden zwei nichtmetallische, schlechte Leiter aneinander gerieben, so muss derjenige positiv werden, für welchen RL den grösseren Werth besitzt (Spannungsreihe der Reibungselektricität).

Reibt man zwei einander gleiche, nichtmetallische Substanzen an einander, von denen die eine warm, die andere kalt ist, so muss die warme negativ werden; was die Erfahrung bestätigt.

Berlin, den 20. März 1899.

Berichtigung.

Durch ein Uebersehen meinerseits bei der Correctur sind in der gleichnamigen Mittheilung in Nr. 3 leider zwei Fehler stehen geblieben, die ich zu verbessern bitte.

Seite 76, Zeile 2 von unten muss der Factor vor dem Wurzelzeichen nicht heissen: 0,204, sondern wie überall: 2,04.

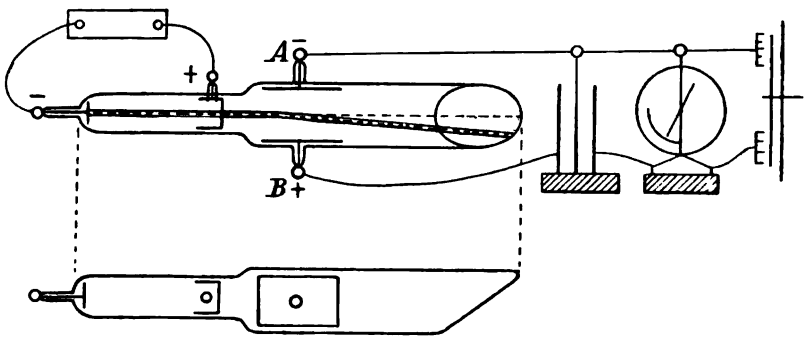
Ferner ist Seite 79, Zeile 15 von oben in der Gleichung nicht dE, sondern: dE/dT zu lesen.

Demonstration der elektrostatischen Ablenkung der Kathodenstrahlen; von W. Kaufmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. März 1899.)

(Vgl. oben S. 81.)

Es ist Hrn. J. J. THOMSON [1]) im Jahre 1897 gelungen, eine Ablenkung der Kathodenstrahlen durch rein elektrostatische Kräfte hervorzurufen und gleichzeitig den Nachweis zu führen, dass der Misserfolg der früheren Beobachter durch die Leitfähigkeit des durchstrahlten Gases verursacht wurde. Zur Beseitigung der Leitfähigkeit ist es nur nöthig, die Verdünnung in der Röhre möglichst weit zu treiben.



Zur Demonstration des THOMSON'schen Versuches bedient man sich am besten der in der Figur dargestellten Anordnung, welche die Röhre in Grund- und Aufriss, sowie das Schaltungsschema deutlich erkennen lässt. Das Ende der Röhre ist keilförmig gestaltet, sodass vom Zuschauerraum aus der Fluorescenzfleck deutlich sichtbar ist.[2]) Das Vacuum der Röhre muss etwa einer parallel geschalteten Funkenstrecke von 6 bis 8 cm entsprechen.

Verbindet man die beiden Platten A und B mit einer kleinen Influenzmaschine sowie mit einer Leydenerflasche und

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. **44.** S. 293. 1897.

[2]) Die Röhre ist vom Glasbläser R. BURGER, Berlin N, Chausseestrasse 2e hergestellt.

einem BRAUN'schen Elektrometer (Flasche und Elektrometer sind isolirt aufzustellen), so kann man folgende Versuche zeigen:

1. Das Inductorium ist noch unthätig. Dann lassen sich die Platten bis auf ca. 8000 Volt laden, ohne dass die geringste Entladung durch das Rohr eintritt; das Elektrometer steht völlig still.

2. Das Inductorium wird in Betrieb gesetzt und zwar mit möglichst schwachem Strom; dann sieht man sofort, wie das Elektrometer langsam zu fallen beginnt. Gleichzeitig bemerkt man, dass die anfangs sehr stark abgelenkten Kathodenstrahlen in dem Maasse, wie die Platten sich entladen, allmählich in ihre Ruhelage zurückkehren. Die Geschwindigkeit dieses Vorganges lässt sich durch Variation der Intensität der Strahlen, sowie der Grösse der Leydenerflasche in ziemlich weiten Grenzen varriiren.

Vereinfachungen an der Kolbenquecksilberluftpumpe und vergleichende Versuche über die Geschwindigkeit der Wirkung verschiedener Luftpumpenarten; von F. Neesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. März 1899.)

(Vgl. oben S. 81.)

Die Vereinfachung bezieht sich zunächst auf die Gestalt des Quecksilberbehälters, also des Stiefels der Luftpumpe. Bisher wurde derselbe stets als Kugel geblasen. Ich versuchte statt dieser ein langes horizontal liegendes Rohr von 5 cm Durchmesser. Zunächst wird sich hiergegen der Einwand erheben, dass die Glasoberfläche grösser ist, sodass mehr Gelegenheit zu Verdichtung von Luftbläschen vorliegt. Indessen ist dieser Einfluss nicht hervorgetreten. Dagegen hat dieser horizontal liegende cylindrische Stiefel folgende Vortheile. Erstens ist die Herstellung, das Anschmelzen der Zuflussröhren leichter und damit das Ganze billiger, zweitens gewinnt man an Druckhöhe, drittens ist die Bewegung des einfliessenden Quecksilbers ruhiger, sodass dasselbe viel rascher zulaufen darf, wie sonst.

Eine andere Vereinfachung, der ich grössere Bedeutung beischreibe, bezieht sich auf die Steuerungsvorrichtung für den selbstthätigen Betrieb. Diese Vereinfachung ist dem Umstande zu verdanken, dass nur ein sehr kleiner Theil des zum Betriebe der Pumpe benutzten Quecksilbers für die Steuerung benutzt wird.

Mit dem oberen und unteren Behälter für das auf- und abströmende Quecksilber, von denen also der obere den Stiefel der Pumpe darstellt, sind biegsam zwei kleine Glasgefässe verbunden, in die das Quecksilber nach Füllung des betreffenden Behälters übersteigt. Das an dem oberen Behälter befindliche Gefäss ist dauernd auch durch Gummischlauch mit einer Saugpumpe, das an dem unteren anschliessende mit einem kleinen Hahn verbunden. An dem Kücken des letzteren

hängen die beiden Glasgefässe. Der Hahn verbindet beim Umschlagen den unteren Behälter abwechselnd mit der Saugpumpe bezüglich der äusseren Luft.

Zunächst wird durch das mit Quecksilber beschwerte Glasgefäss an dem unteren Behälter der Hahn so gestellt, dass dieser Behälter mit der äusseren Luft verbunden ist. Bei Wirkung der Saugpumpe treibt letztere das Quecksilber in den oberen Behälter und weiter in das an diesem befindliche Gefäss, welches hierdurch Uebergewicht erhält und den Hahn umschlägt. Dadurch kommt der untere Behälter in Verbindung mit der Wasserpumpe, sodass das Quecksilber aus dem oberen Behälter herunterfällt, den unteren füllt, in das an diesen anschliessende Glasgefäss übersteigt und dann den Hahn umschlägt. Das Spiel wiederholt sich. Der ganze mechanische Steuerungstheil beschränkt sich somit auf einen kleinen Hahn.

Veranlassung zu dem Vergleich verschiedener Pumpen gaben mir Anfragen über die Zeit, welche die von mir construirten Pumpen zu bestimmten Verdünnungen gebrauchten. Ich konnte infolge des freundlichen Entgegenkommens der Herren Paalzow, Tiemann, Witt, denen ich meinen besten Dank ausspreche, sieben verschiedene Modelle miteinander vergleichen; sechs von diesen waren selbstthätige. Bei der Prüfung von vier der letzteren waren auch derselbe Wasserdruck und Saugvorrichtungen derselben Art verwendbar. Die Zeitdauer für die Wirkung der selbstthätigen hängt von der Stärke der zu Gebote stehenden Saugpumpe wesentlich ab.

Als Recipient wurden eine kleine Entladungsröhre (*k* bezeichnet) mit dem Inhalt 97 ccm und eine grosse (*g* bezeichnet) mit dem Inhalt 607 ccm verwandt. Als Grad der erreichten Verdünnung benutzte ich die Lichterscheinung; ich will nur für zwei derselben die Zeiten wiedergeben nämlich für die Verdünnungen, wo das Licht an der Kathode sich diffus zu verbreiten beginnt und wo *X*-Strahlen beginnen.

Pumpe Nr. I ist eine unter dem Namen Töpler-Hagen'sche bekannte mit Handbetrieb von Stuhl-Berlin. Nr. II eine von mir angegebene mit Zuströmung des Quecksilbers von oben in den kugelförmigen Behälter und Hahnsteuerung durch Auftrieb, verfertigt von Niehls-Berlin; Nr. III eine von mir mit den vorher angegebenen Vereinfachungen, Zufluss auch

von oben, gefertigt von NIEHLS; Nr. IV ein Original KAHLBAUM, physikalische Pumpe; Nr. V eine nach KAHLBAUM'schen Princip, aber sehr vereinfachte Pumpe, angefertigt von BURGER-Berlin; Nr. VI eine von DESAGA-Heidelberg angefertigte Pumpe nach BABO; Nr. VII eine Tropfenpumpe meiner Construction von NIEHLS. Nr. I bis III gehören zu den Kolbenpumpen, Nr. VI bis VIII zu den Tropfenpumpen.

In der folgenden Tabelle sind neben den Zeiten bei I bis III in der Columne Zahl auch die Anzahl der Füllungen dieser Pumpen mitgetheilt.

Pumpe	*k*				*g*			
	Verdünnung 1		*X*-Strahlen		Verdünnung 1		*X*-Strahlen	
	Zeit	Zahl	Zeit	Zahl	Zeit	Zahl	Zeit	Zahl
I	5′	6	10′	11	13′	11	27′	24
II a langsam	4,5	5	10,5	12	9	10,2	22	25
II b rasch					7	11,2	19,5	29,2
III					12	6,4	32,5	17,5
IV	2,5		4,5		9,5		30	
V	9		15		35			
VI	21		57					
VII	3		5,5		15		21	

Für die Pumpe II gebe ich zwei Ergebnisse, einmal für langsame Füllung des oberen Behälters und II b für rasche Füllung. Auch für die Pumpe III liegen Versuche mit verschiedener Geschwindigkeit des Aufsteigens des Quecksilbers vor. Indessen zeigte es sich hier erst angezeigt, von sehr grossen Verdünnungen, kurz vor dem Eintritt der *X*-Strahlen an den Gang zu verlangsamen, da wegen der langgestreckten Gestalt die Wallungen des Quecksilbers nicht sehr stark waren, auch bei sehr raschem Aufsteigen.

Bei den Versuchen mit Modell III und VI war die wirksame Wasserpumpe sehr viel schwächer wie bei den anderen, ferner waren die Zuflussröhren des Quecksilbers bei III sehr viel enger wie bei den Modellen I und II, woraus sich der grosse Unterschied in der Zeitdauer trotz geringerer Füllungs-

zahl zum grössten Theil erklärt. Zum kleineren rührt derselbe davon her, dass der Behälter bei III der grösste war. Es fassten die Stiefel der Kolbenpumpen bei

I etwa 630 cm, II etwas weniger wie 600 cm, III etwa 790 cm.

Für Modell VI hat der geringere Wasserdruck keinen Einfluss. Den richtigen Maassstab zum Vergleich der Wirkung der Kolbenpumpen wird erhalten, wenn man gemäss dem Gesetze der Pumpenverdünnung die Potenzen der Quotienten aus Recipient mit Recipient plus Stiefelraum vergleicht, deren Exponenten die Zahl der Füllungen sind. Ich vernachlässige hierbei das Volumen des Trockengefässes und der Zuleitungsröhren. Dann sind die Logarithmen dieser Verhältnisse also von $(607/630 + 607)^{14}$ etc. für I, IIa, III, welche bei demselben ruhigen Gange geprüft wurden,

I	IIa	III
$\bar{8},69152$	$\bar{8},53915$	$\bar{7},70558$

Nun wird diejenige Pumpe für wirksamer zu erachten sein, welche bei Erreichung desselben Verdünnungsgrades theoretisch einen geringeren Verdünnungsgrad als die anderen haben sollte, somit unter den dreien Nr. III. Für IIa ist das Verhältniss in Wirklichkeit auch kleiner wie oben angegeben, weil das Stiefelvolumen kleiner wie 600 ccm zu rechnen ist, welcher Werth oben zu Grunde gelegt wurde. Das Verhältniss der Pumpen IIa und III zu I spricht dafür, dass es in der That vortheilhaft ist, den Stiefelraum, wie es bei IIa und III geschieht, während der ganzen Dauer seiner Entleerung mit dem Recipienten in Verbindung zu setzen. Bei Pumpe Nr. I geschieht dieses erst, wenn der Stiefelraum ganz entleert ist.

Bei Recipienten mit geringem Rauminhalt wirken die Tropfenpumpen bedeutend rascher wie die Kolbenpumpen. Indessen ist bei den obigen Zahlen zu beachten, dass die KAHLBAUM'sche Pumpe kein Trockengefäss besass, dass daher der von ihr zu entleerende Raum bei gleicher angesetzter Entladungsröhre erheblich kleiner ist. Denn die Trockengefässe haben etwa 150 ccm Inhalt. Mit Rücksicht hierauf scheint auch bei kleinen Recipienten Nr. VI nicht wirksamer wie Nr. VII. Für grössere Recipienten wird der Vorsprung der

Tropfenpumpen geringer; es ist dieses Zurückbleiben für Nr. VII auf die Wirkung bei höheren Dichten zu schieben. Bei eingetretener grosser Verdünnung wirkt die Pumpe Nr. VII am raschesten.

Ich habe eine Combination von Tropfenpumpe und Kolbenpumpe versucht, um auch die Zeit, welche bei letzterer während des Füllens des oberen Behälters verloren geht, nutzbar zu machen und die Wirksamkeit der Tropfenpumpe bei höheren Drucken durch die Kolbenpumpe zu unterstützen. Zu dem Zwecke liess ich das Quecksilber zunächst in die Tropfenpumpe steigen, das aus dieser ablaufende Quecksilber füllte den oberen Behälter einer Kolbenpumpe. Tropfenpumpe und dieser obere Behälter waren beide mit dem zu entleerenden Recipienten in Verbindung. Der Erfolg war aber nicht der Art, dass es angezeigt erscheint, dafür die naturgemässe grössere Verwickelung in dem Aufbau der Pumpe in den Kauf zu nehmen.

Ueber die Entladungspotentiale in festen und tropfbarflüssigen Dielektricis (Auszug); von J. Almy aus Nordamerika.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 17. März 1899.)

(Vgl. oben S. 81.)

I. Feste Dielektrica.

§ 1. Apparat. Eine kugelförmige, mit Drahtableitung versehene Metallelektrode von 1 cm Radius ist in ein vertical gestelltes Glasrohr so eingekittet, dass die Ebene des abgeschliffenen Röhrenendes die Kugel tangirt. Auf dieses Röhrenende wurde nach Aufbringung von etwas Oel die zu untersuchende Platte gedrückt. Ein kleiner auf die Platte gesetzter Metallcylinder bildete die andere Elektrode. Die eine Elektrode dieses Apparates wurde isolirt und mit der einen Elektrode einer durch einen Elektromotor betriebenen Influenzmaschine, sowie mit der einen Elektrode eines, continuirliche Ablesung gestattenden, a. a. O. zu beschreibenden Elektrometers verbunden. Die anderen Elektroden der drei Apparate waren zur Erde abgeleitet. Das Potential der isolirten Elektroden wurde langsam, besonders durch Regulirung eines Spitzennebenschlusses gesteigert, bis ein Funke die zu untersuchende Platte durchbrach.

§ 2. Resultate.

1. Das Entladungspotential ist um etwa 5 Proc. kleiner, wenn statt der Kugel eine Spitze als Elektrode gebraucht wird.

2. Es hängt bei ungleichen Elektroden nur sehr wenig von der Polarität der Elektroden ab.

3. Erheblich kleinere Werthe des Entladungspotentials erhält man, wenn man, anstatt in der beschriebenen Weise vorzugehen, eine zum Funkenapparat parallel geschaltete Luftfunkenstrecke bis zum Durchbruch der festen Platte vergrössert, wobei die Potentialdifferenz der Elektroden an der Versuchsplatte hin- und heroscillirt, z. B.:

Substanz	Schlagweite	Entladungspotential ohne Oscill.	mit Oscill.
Glas I [1])	0,150 cm	113,5 C.G.S.	97 C.G.S.
„ V	0,076 „	128	96
„ XI	0,041 „	138	91
Glimmer	0,006 „	124	32,5

Die Potentiale sind hier, wie überall im Folgenden, in den absoluten elektrostatischen Einheiten des C.G.S.-Systems ausgedrückt.

Bei den Versuchen mit Luftfunkennebenschluss wurde das Entladungspotential aus den Luftschlagweiten im Nebenschluss nach den Bestimmungen von Paschen u. a. abgeleitet, ein Verfahren, das zwar nicht genau ist, aber schwerlich zu hohe Werthe des Entladungspotentials liefert.

4. Ist V das Entladungspotential, d die Schlagweite, so können die Beobachtungen durch die Gleichung

$$V = \alpha . d + \beta$$

dargestellt werden, wo α und β zwei von der Natur des Materials abhängige Constanten bedeuten, z. B.:

Substanz	α	C	Grenzen der Schlagweiten
Glas I	420	41,5	0,04 —0,225 cm
Glimmer	18800	10	0,003—0,006 „
Paraffin	3560	17,2	0,015—0,036 „

Die „elektrische Festigkeit", d. h. der Quotient V/d, welcher bei kleinen Werthen von d und schwach gekrümmten Elektroden der elektrischen Kraft zwischen diesen proportional ist, wächst also mit abnehmender Schlagweite; z. B. für Glas I:

d	V	$\frac{V}{d}$
0,041	58,6	1430
0,061	71,1	1160
0,150	113,5	760
0,225	135	600

5. Die folgende Tabelle giebt für einige Glassorten das Entladungspotential V für die Schlagweite von 0,041 cm, sowie den von Hrn. Denizot bei 220° bestimmten specifischen

1) Die chemische Zusammensetzung dieser Glassorten ist in der Berliner Dissertation des Hrn. A. Denizot 1897 unter den angegebenen Ziffern mitgetheilt.

Ohm'schen Widerstand γ. Die Glassorten sind wieder wie bei Denizot l. c. numerirt.

	Schlagweite 0,041 cm	
Glassorte	V	γ (220°)
I	58,6	$1{,}74 \cdot 10^{10}$
VI	111,4	$2{,}41 \cdot 10^{12}$
XI	137	$3{,}7 \cdot 10^{14}$

Man erhält also dieselbe Reihenfolge der Glassorten, mag man sie nach der elektrischen Festigkeit oder nach dem Ohm'schen Widerstand ordnen. Ebenso ergab sich für Quarz, welcher bekanntlich in der Richtung der krystallographischen Hauptaxe einen ausserordentlich viel kleineren Ohm'schen Widerstand zeigt, als senkrecht zu ihr, bei 0,02 cm Plattendicke ein Entladungspotential von 77,5 oder 104, je nachdem der Funke in der Richtung der Axe (senkrecht zur Axe geschnittene Platte) oder senkrecht zu ihr (parallel zur Axe geschnittene Platte) hindurchging.

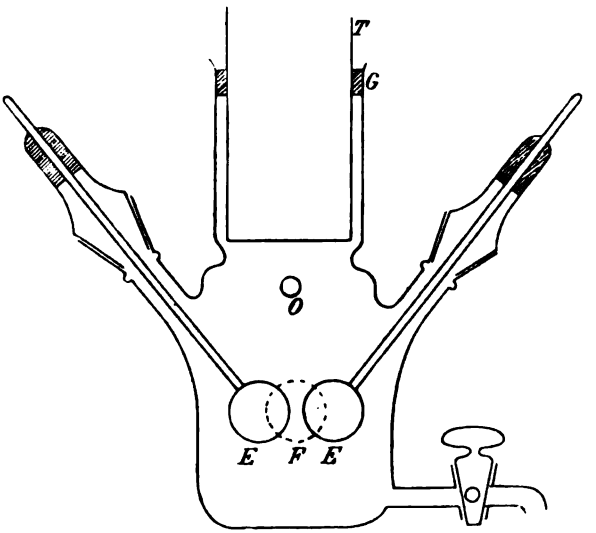
II. Tropfbare Flüssigkeiten.

§ 3. Zur Befreiung von fremden festen Theilchen, welche das Entladungspotential bedeutend herabsetzen, wurden die zu untersuchenden Flüssigkeiten durch eine Thonzelle in ein mit frisch polirten kugelförmigen Elektroden von 2 cm Durchmesser versehenes, mit schon filtrirter Flüssigkeit gespültes Glasgefäss unter Druck hineinfiltrirt. In der Figur (vgl. S. 98) ist T die durch den Gummiring G gehaltene Thonzelle, F ein Fenster, durch welches hindurch der Abstand der Elektroden E mit dem Ophtalmometer gemessen wurde, O ein Rohr, durch welches der Apparat mit der Luftpumpe verbunden werden konnte. Lichtstrahlen, durch die so filtrirte Flüssigkeit geschickt, erleuchteten dieselbe zwar noch, aber in sehr viel geringerem Maasse, als nicht filtrirte, reine Flüssigkeit oder frisch destillirten Alkohol in reinem Gefäss. Das senkrecht zur Strahlenrichtung reflectirte Licht war vollständig geradlinig polarisirt.

§ 4. Die Wirkung des beschriebenen Reinigungsverfahrens geht aus folgender Tabelle über das Entladungspotential in Xylol hervor, das in verschiedener Weise behandelt war. Die Schlagweite betrug 0,04 cm.

Gewöhnliches reines Xylol in offenem Gefäss	10—25
Durch Seide filtrirt in offenem Gefäss	25—40
Durch Thonzelle filtrirt, in geschlossenem Gefäss nach einem Funken	55—70
Desgleichen, ehe ein Funke überging, Elektroden nicht frisch polirt	80—85
Desgleichen, ehe ein Funke überging, Elektroden frisch polirt	91—93

Ein Funke setzt also das Entladungspotential schon erheblich herab, in dem er feste Theilchen hervorruft und die Elektroden verunreinigt. Wurden aber vor jedem neuen Ver-



such die Elektroden frisch polirt und alsdann die Flüssigkeit frisch filtrirt, so erhielt man bis auf ungefähr 3 Proc. übereinstimmende Ergebnisse, von denen hierunter einige mitgetheilt werden.

Ob durch das beschriebene Verfahren die Störung durch fremde Theilchen gänzlich beseitigt ist, muss dahin gestellt bleiben. Dass aber jedenfalls dieses Verfahren viel besser ist, als die bisher benutzten Methoden, geht daraus hervor, dass die nach demselben sich ergebenden Werthe des Entladungspotentials ungleich höher sind, als die nach anderen Methoden gefundenen. Z. B ist für eine Schlagweite von 0,06 cm und Kugeln von 2 cm Durchmesser das Entladungspotential:

	nach T. W. Edmonson [1])	nach Almy
für Xylol	14	120
für Terpentinöl	23	105

§ 5. Auch für tropfbare Flüssigkeiten lassen die Beobachtungen sich durch die Formel:

$$V = \alpha . d + \beta$$

darstellen, wo V das Entladungspotential, d die Schlagweite, α und β Constanten des Materials bedeuten. Z. B. für Xylol

$$V = 1340 . d + 40.$$

d	0,0132	0,024	0,032	0,044	0,054	0,0635	0,067
V beob.	58,6	72	83,2	97	110	125	131,5
V ber.	—	72,1	82,9	98,9	112	125,4	130,5

Weiter wurde gefunden:

	α	β	Grenzen d. Schlagweite
für Terpentinöl	1410	20	0,02 —0,08
für Petroleum	1920	20,2	0,018—0,06
für Benzol	1750	21,1	0,04 —0,055

§ 6. Bei diesen Versuchen wurden kugelförmige Elektroden von 1 cm Radius benutzt; für kleinere Kugelradien erhält man höhere Werthe des Entladungspotentials.

Die folgenden Angaben beziehen sich auf Xylol.

Schlagweite	Entladungspotential	
	Rad. = 1 cm	Rad. = 0,1 cm
0,0245 cm	73,5	82
0,030	79	96
0,034	85	107
0,042	97	122

§ 7. In der folgenden Tabelle sind schliesslich für verschiedene Dielektrica die Entladungspotentiale für kugelförmige Elektroden von 1 cm Radius und 0,1 cm Schlagweite zusammengestellt. Die Angaben beziehen sich auf den Fall langsam gesteigerten Potentials (§ 2, 3).

Luft	Glas I	Glas VI	Terpentinöl	Xylol	Benzol	Glas XI
15,7	86	156	161	174	194	196

Berlin, Physikalisches Institut, den 17. März 1899.

1) T. W. Edmonson, Physical Review VI. 65. 1898.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 5.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 7. April 1899.

Vorsitzender i. V.: Hr. M. Planck.

Nach Eröffnung der Sitzung erinnert der Vorsitzende in kurzen Worten an den schweren Verlust, welchen die Gesellschaft seit ihrer letzten Sitzung durch den Tod zweier hochverdienter Mitglieder erlitten hat.

Am 23. März starb

Gustav Wiedemann

in Leipzig. Als Verfasser der „Lehre von der Elektricität“ und zahlreicher bekannter Experimentaluntersuchungen, sowie als langjähriger Redacteur der Annalen der Physik und Chemie nahm er in der physikalischen Wissenschaft eine hervorragende, im In- und Ausland anerkannte Stellung ein. Die Gesellschaft hat ihrer Trauer durch Entsendung eines Kranzes zur Beerdigungsfeierlichkeit Ausdruck gegeben.

Am 31. März erlag

Wilhelm Brix

in Charlottenburg einem längeren, durch die Last seiner Jahre bedingten Leiden. Mit ihm ist eines der ältesten und treuesten Mitglieder der Gesellschaft hingeschieden. Längere Zeit hindurch gehörte er dem Vorstand als Rechnungsführer an und hat in dieser Stellung durch Rath und That seine Kräfte dem Wohle der Gesellschaft gewidmet. Auch für ihn wurde von der Gesellschaft in Anerkennung seiner besonderen Verdienste ein Kranz an der Bahre niedergelegt.

Die Anwesenden erheben sich zum ehrenden Andenken an die beiden Verstorbenen von ihren Sitzen.

Hr. **H. Starke** (a. G.) spricht dann

über ein Refractometer zur Bestimmung des Brechungsexponenten von Flüssigkeiten mit dem Mikroskop.

Hr. **E. Pringsheim** giebt eine

Berichtigung

zu seiner am 2. December 1898 in der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin gemachten Mittheilung.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Die Mathematisch-physikalische Sammlung des bayerischen Staates (Director: Prof. GROTH in München).

Hr. M. ABRAMCZYK in Strassburg i. E., Physikal. Institut.

Hr. Prof. Dr. A. VOLLER, Director des Physikalischen Staatslaboratoriums in Hamburg.

Berichtigung; von E. Pringsheim.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. April 1899.)

(Vgl. oben S. 102.)

In meiner Mittheilung[1]) „Ueber ein Interferenzmikroskop nach Sirks“ befinden sich auf S. 154 die Anmerkungen:

1) Sirks giebt — wohl irrthümlich — den Ausdruck:

$$B = \frac{\lambda}{4 n \varphi \cos \beta}.$$

2) Sirks giebt dieses Glied — wohl irrthümlich — in der Form an:

$$\frac{\psi}{\varphi} \frac{D \cos \alpha}{2 n^2 \cos^2 \beta}.$$

Dieses: „wohl irrthümlich“ ist irrthümlich. Ich hatte aus Unkenntniss der holländischen Sprache übersehen, dass das Sirks'sche Interferenzmikroskop sich in einem nicht unwesentlichen Punkte von dem meinigen unterscheidet. Bei Sirks sind die Linien gleicher Dicke in den Platten des Interferenzrefractors parallel der Einfallsebene des Lichtes, bei mir stehen sie auf dieser Ebene senkrecht. Daher ist die Theorie des Sirks'schen Apparates eine andere als die des meinigen, und daraus erklärt sich die Verschiedenheit der beiderseitigen Formeln.

Hr. Sirks hatte die Freundlichkeit, mich auf mein Versehen aufmerksam zu machen.

1) E. Pringsheim, Verhandl. der Physikal. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 152—156. 1898.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 6.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 21. April 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Vor dem Eintritt in die Tagesordnung verliest der Vorsitzende ein von Hrn. Eilhard Wiedemann eingegangenes Schreiben, in dem dieser im Namen seiner Familie für die von der Gesellschaft beim Hinscheiden seines Vaters ausgedrückte Theilnahme herzlichen Dank sagt.

Der Vorsitzende macht ferner davon Mittheilung, dass am 12. April der Firma Friedrich Vieweg & Sohn in Braunschweig, in deren Verlag die von der Gesellschaft herausgegebenen „Fortschritte der Physik“ erscheinen, anlässlich ihres 100jährigen Geschäftsjubiläums der Vorstand ein Glückwunschtelegramm gesandt hat und dass hierauf ein Dankschreiben eingegangen ist.

Hr. **P. Drude** spricht darauf:

Zur Theorie der magneto-optischen Erscheinungen.

Hr. W. Kaufmann berichtet dann nach Versuchen von Hrn. **Cady** über

die Energie der Kathodenstrahlen.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. C. Linde, München, Technische Hochschule.

Hr. Privatdocent Dr. J. Ritter von Geitler, Prag, Deutsche Universität.

Hr. Prof. V. von Lang, Wien, Universität.

Hr. Dr. Diesselhorst, Berlin, Physikal.-Techn. Reichsanstalt.

Hr. Dr. E. Marx, Kiel, Physikal. Institut der Universität.

Zur Theorie der magneto-optischen Erscheinungen; *von P. Drude.*

Vorgetragen in der Sitzung vom 21. April 1899.

(Vgl. oben p. 105.)

Die Theorie der magneto-optischen Erscheinungen hat sich zum Theil nur beschränkt auf die Aufstellung eines die Erscheinungen richtig darstellenden Systems von Differentialgleichungen und Grenzbedingungen, ohne die in ihnen vorkommenden Constanten vollständig physikalisch zu interpretiren. Im Folgenden möchte ich einiges bemerken über die Herleitung der Differentialgleichungen aus physikalischen Hypothesen, sowie über die Controle derselben an der Hand der beobachtbaren Erscheinungen.

Die einfachste Grundlage der Dispersionstheorie ist in der v. Helmholtz'schen Hypothese beweglicher, elektrisch geladener Ionen enthalten. Um nun mit Benutzung dieser Hypothese einen Einfluss des Magnetfeldes auf optische Erscheinungen ableiten zu können, bieten sich zwei verschiedene Wege dar:

1. Erster Weg. Man nimmt mit Ampère und Weber an, dass in einem magnetisirten Körper die Ionen in mehr oder weniger gleich gerichteten Kreisbahnen rotiren (Molecularströme). Der Sinn der Rotation ist bei para- und diamagnetischen Körpern verschieden und diese Verschiedenheit in der bekannten Weise zu erklären. Wenn nun durch eine Lichtwelle eine pulsirende elektrische Kraft auf ein rotirendes Ion einwirkt, so ist der Effect im Mittel, dass der Bahnmittelpunkt $\mathfrak{P}$ des Ions pulsirt. Durch die Bewegung von $\mathfrak{P}$ tritt nun eine Verschiebung magnetischer Kraftlinien ein und dadurch eine Inductionswirkung, denn jede Ionen-Kreisbahn ist ein Träger magnetischer Kraftlinien; dieselben machen die Bewegung von $\mathfrak{P}$ mit.

Von dieser Grundlage aus sind die Differentialgleichungen in folgender Weise leicht zu erhalten.[1]) Wir halten fest an den allgemeinen Gleichungen der MAXWELL'schen Theorie:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \text{ etc.} \tag{1}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{F}_x}{\partial t} = \frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z}, \text{ etc.} \tag{2}$$

Hierin bedeuten X, Y, Z die Componenten der elektrischen, α, β, γ die der magnetischen Kraft. $\mathfrak{F}_x$, $\mathfrak{F}_y$, $\mathfrak{F}_z$ sind die Componenten der elektrischen, $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$, $\mathfrak{H}_z$ die der magnetischen Induktion, d. h. Anzahl von Kraftlinien, welche eine senkrecht zur x-, bez. y- oder z-Axe liegende Flächeneinheit durchsetzen. Die elektrischen Grössen sollen alle nach elektrostatischem Maasse gemessen werden, c ist das Verhältniss des elektrostatischen zum elektromagnetischen Maasssystem.

Wir wollen nun zunächst voraussetzen, dass nur eine Ionenart vorhanden sei[2]), und nennen $\mathfrak{N}$ die Anzahl dieser Ionen in der Volumeneinheit, e die elektrische Ladung eines Ions, m seine ponderable Masse. ξ, η, ζ die Coordinaten des Punktes $\mathfrak{P}$, um welchen das Ion rotirt, so wird

$$\frac{\partial \mathfrak{F}_x}{\partial t} = \frac{\partial X}{\partial t} + 4\pi e \mathfrak{N} \frac{\partial \xi}{\partial t}. \tag{3}$$

Denn die elektrischen Kraftlinien setzen sich zusammen aus den im freien Aether durch die elektrische Kraft X hervorgerufenen und den an den Ionen haftenden; jede Ladung e ist Träger von $4\pi e$ Kraftlinien.

Ebenso setzen sich die magnetischen Kraftlinien zusammen aus den im freien Aether durch die magnetische Kraft hervorgerufenen ($\mathfrak{H}_x = \alpha$)[3]), und den durch die Molecularströme, d. h. die Rotation der Ionen erzeugten Kraftlinien. Ist i die Stärke eines Molecularstromes nach elektrostatischem Maasse, q der Flächeninhalt, welchen ein Molecularstrom umschliesst, so ist die Kraftliniendichte, welche durch diese Ströme hervorgebracht

---

1) Die Herleitung soll nur kurz angedeutet werden.

2) In Wirklichkeit müssen stets mindestens 2 Arten vorhanden sein.

3) Die Magnetisirungs- und Dielektricitätsconstante des Aethers wird gleich 1 gesetzt.

wird, wenn $\mathfrak{N}$ parallele Ströme in der Volumeneinheit vorhanden sind:

$$v = \pm \frac{4\pi i q \mathfrak{N}}{c}. \quad (4)$$ [1])

Dabei ist

$$i = \pm \frac{e}{T}, \quad (5)$$

wenn T die Umlaufsdauer eines Ions ist. Die Componenten von v nach den Coordinatenaxen mögen genannt werden:

$$v_x = v\cos(Kx), \quad v_y = v\cos(Ky), \quad v_z = v\cos(Kz); \quad (6)$$

K bezeichnet die Richtung der Magnetisirung des Körpers.

Durch die Verschiebung ξ, η, ζ der Mittelpunkte $\mathfrak{P}$ der Molecularströme ändert sich nun die Anzahl der magnetischen Kraftlinien, welche eine senkrecht zur x-Axe liegende Flächeneinheit durchsetzen, in der Zeiteinheit um den Betrag:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{\partial}{\partial z}(v_z\xi - v_x\zeta) - \frac{\partial}{\partial y}(v_x\eta - v_y\xi)\right\},$$

sodass die Aenderung der gesammten magnetischen Induktion wird

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left\{\alpha + \frac{\partial}{\partial z}(v_z\xi - v_x\zeta) - \frac{\partial}{\partial y}(v_x\eta - v_y\xi)\right\}. \quad (7)$$

Die Bewegungsgleichung des Bewegungsmittelpunktes $\mathfrak{P}$ eines Ions unter dem Einfluss einer elektrischen Kraft X lautet entweder[2]):

$$m\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = eX - \frac{4\pi e^2}{\vartheta}\xi - re^2\frac{\partial\xi}{\partial t}, \quad (8)$$

oder

$$m\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = eX - re^2\frac{\partial\xi}{\partial t}, \quad (9)$$

und zwar gilt die erste oder die zweite Gleichung, je nachdem das Ion (oder genauer die mittlere Lage $\mathfrak{P}$ desselben) bei constantem X im stationären Zustand eine endliche Verrückung ξ aus der Gleichgewichtslage erfährt (isolirendes

1) Je nach dem Rotationssinne gilt das eine oder andere Vorzeichen. Darauf soll hier aber nicht eingegangen werden.

2) Hierbei ist abgesehen von dem Halleffect, der später berücksichtigt werden soll.

Ion), oder eine dauernde constante Geschwindigkeit $\partial \xi / \partial t$ annimmt (leitendes Ion).

Wenn man es mit periodischen Aenderungen zu thun hat, bei denen X und ξ proportional zu $e^{i(t/\tau)}$ sind ($i = \sqrt{-1}$), so wird in beiden Fällen:

$$\xi = \vartheta' X, \tag{10}$$

wobei ϑ' eine von τ abhängige complexe Grösse ist, deren physikalische Bedeutung aus (8) und (9) sofort herzuleiten ist.

Aus (1), (2), (3), (7) und (10) ergeben sich also die Differentialgleichungen:

$$\left\{\begin{array}{l} \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left\{\alpha + \frac{\partial}{\partial x}(v_z X - v_x Z)\vartheta' - \frac{\partial}{\partial z}(v_x Y - v_y X)\vartheta'\right\} \\ \qquad = \frac{\partial Y}{\partial x} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \text{ etc.}, \\ \frac{1}{c}\frac{\partial X}{\partial t}(1 + 4\pi e \Re \vartheta') = \frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z}, \text{ etc.} \end{array}\right. \tag{11}$$

Wenn mehrere Ionengattungen vorhanden sind, so besteht dieselbe Form der Differentialgleichungen. Die auf ihrer linken Seite auftretenden Coefficienten bestehen dann aber aus Summen, die über die verschiedenen Ionengattungen zu erstrecken sind.

Diese Form der Differentialgleichungen habe ich früher[1]) der Berechnung des Kerr'schen Phänomens zu Grunde gelegt. Die dort auftretende magneto-optische Constante b hat hier einen complexen Werth, und damit ist der Vortheil der allgemeineren Goldhammer'schen Theorie[2]) erreicht. — Auch die Grenzbedingungen für die Reflexion des Lichtes an einem magnetisirten Körper erhält man sofort in der früher von mir aufgestellten Form, wenn man die von Hertz zuerst angewandte Vorstellung sehr dünner, inhomogener Grenzschichten benutzt.

---

1) P. Drude, Wied. Ann. **46.** p. 377. 1892. — In Wied. Ann. **52.** p. 498. 1894 habe ich behauptet, dass diese magneto-optischen Differentialgleichungen physikalisch zu erklären wären, wenn ein Molecularmagnet gleichnamige elektrische Ladungen an seinen Enden besässe. Bei der Vorstellung rotirender Ionen tritt dieses in der That ein.

2) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. **46.** p. 71. 1892.

Die physikalische Bedeutung der einzelnen Bestandtheile der complexen magneto-optischen Constanten kann man nach der hier gegebenen Herleitung sofort hinschreiben, mag aber der Kürze wegen unterbleiben. Die ganze Herleitung ist im übrigen nahe verwandt mit der von REIFF[1]) gegebenen. Dort ist auch nachgewiesen, dass, schon wenn nur zwei verschiedene Ionengattungen vorhanden sind, der Sinn des FARADAY-Effects (Drehung der Polarisationsebene linear-polarisirten Lichtes beim Durchgang durch einen magnetisirten Körper) nicht aus dem Charakter der Magnetisirbarkeit (ob para- oder diamagnetisch) vorhergesagt werden kann.

2. Ein zweiter Weg zur Herleitung der richtigen Form der magneto-optischen Differentialgleichungen und Grenzbedingungen bietet sich im Halleffect. In der That ist die Bewegungsgleichung (8) oder (9) nicht vollständig, wenn das Ion sich in einem starken Magnetfelde befindet. Sind z. B. die Kraftlinien desselben parallel zur z-Axe, so erfährt das Ion durch eine Bewegung η parallel zur y-Axe eine Kraft nach der x-Axe, da die Bewegung η einen elektrischen Strom hervorruft, welcher die magnetischen Kraftlinien schneidet, und ein solcher Strom eine Bewegungstendenz senkrecht zu der die magnetische Kraft und den Strom verbindenden Ebene erfährt. Nennt man $\mathfrak{H}_x'$, $\mathfrak{H}_y'$, $\mathfrak{H}_z'$ die Componenten der durch das äussere, kräftige Magnetfeld hervorgerufenen Kraftliniendichte, so leitet man leicht als vollständige Bewegungsgleichung für ein isolirendes Ion ab:

$$(12) \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = eX - \frac{4\pi e^2}{\vartheta}\xi - re^2\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{e}{c}\left(\frac{\partial \eta}{\partial t}\mathfrak{H}_z' - \frac{\partial \zeta}{\partial t}\mathfrak{H}_y'\right).$$

Die vollständige Theorie müsste diese Gleichung an Stelle von (8) benutzen, in Verbindung mit der Gleichung (7), welche aus der Vorstellung der Molecularströme fliesst. Der Einfachheit halber soll aber nur betrachtet werden, zu welchen Consequenzen die Gleichung (12) ohne Benutzung der Vorstellung der Molecularströme führt. Die Grundlage der Theorie bilden dann die Gleichungen (1), (2), (3), (12) und an Stelle von (7) die einfache Beziehung $\mathfrak{H}_x = \alpha$. Als Grenzbedingungen ergeben

1) R. REIFF, Theorie molecular-elektrischer Vorgänge 1896, p. 170ff.

sich aus der HERTZ'schen Betrachtung (vgl. oben): Stetigkeit der der Grenze parallellen Componenten der elektrischen und magnetischen Kraft.

Diese Form des Erklärungssystems ist neuerdings von WIND[1]), LEATHEM[2]) und VOIGT[3]) angewandt worden (allerdings zum Theil ohne die auftretenden Constanten vollständig physikalisch zu interpretiren).

Wenn man in (12) die den Einfluss des Magnetfeldes enthaltenden beiden letzten Glieder der rechten Seite als Correktionsglieder behandelt, in denen näherungsweise zu setzen erlaubt ist

$$\eta = \vartheta' Y, \quad \zeta = \vartheta' Z,$$

so lässt sich dieses Erklärungssystem durch einfache Substitutionen in das nach der Hypothese der Molekularströme gewonnene Erklärungssystem identisch überführen.[4]) Dagegen ergeben sich Unterschiede zwischen beiden Erklärungssystemen, wenn man die in (12) auftretenden Glieder, welche den Einfluss des Magnetfeldes enthalten, nicht als Correktionsglieder behandelt. Dies wird dann nöthig, wenn die Schwingungsdauer des Lichtes in der Nähe der Eigenschwingungsdauer des Ions liegt, weil dann (bei kleinem Reibungswiderstande r) das ganz Aggregat

$$m \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \frac{4 \pi e^2}{\vartheta} \xi + r e^2 \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

sehr klein wird. Solche Fälle sind nun thatsächlich neuerdings in den Kreis der Beobachtungen gezogen worden, wenn man z. B. Natriumdampf im Magnetfelde mit Natriumlicht durchleuchtet.

Verlaufen die Lichtstrahlen senkrecht zur Magnetisirungsrichtung, so stellt in diesem Falle (Schwingungsdauer des Lichtes nahezu gleich Eigenschwingungsdauer) das auf dem Halleffect basirende Erklärungssystem, wie VOIGT l. c. gezeigt hat, die Erscheinungen richtig dar, denn es folgt sowohl

1) C. H. WIND, Verh. kon. Akad. v. Wet. Amsterd. 1. Sect. 5. Nr. 3, 1896. — Beibl. 21. p. 253. 1897.

2) J. G. LEATHEM, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. 190. p. 89. 1897.

3) W. VOIGT, Wied. Ann. 67. p. 362. 1899.

4) Vgl. darüber VOIGT, l. c. und DRUDE, Wied. Ann. 62. p. 687. 1897.

die von VOIGT und WIECHERT beobachtete, und von BECQUEREL bestätigte Doppelbrechung des Natriumdampfes im Magnetfelde, als auch das beobachtete ZEEMAN'sche Phänomen durch Anwendung des KIRCHHOFF'schen Satzes über die Gleichheit von Emission und Absorption. Dagegen ergiebt die Hypothese der Molecularströme überhaupt keinen Einfluss des Magnetfeldes, wenn seine Kraftlinien senkrecht zu den Lichtstrahlen liegen.

Wenn die Lichtstrahlen parallel zu den Kraftlinien des Magnetfeldes verlaufen, so ergiebt sich durch Anwendung des KIRCHHOFF'schen Satzes der beobachtete Zeemaneffect nach beiden Ansätzen der Theorie, der Faradayeffect in der Nähe einer Absorptionslinie dagegen, d. h. die Drehung der Polarisationsebene linear polarisirten Lichtes, ergiebt sich nur aus der Hypothese des Halleffectes entsprechend der Beobachtung.[1]) Nach diesem Ansatz hat nämlich die Drehung δ zu beiden Seiten eines Absorptionsstreifens denselben Sinn, während sie nach der Hypothese der Molekularströme verschiedenes Vorzeichen hat.

Diese Punkte beweisen daher, dass bei den untersuchten magnetisirten Metalldämpfen der Halleffect jedenfalls wesentlich für das Zustandekommen der magneto-optischen Eigenschaften ist, Molecularströme dagegen nicht.

Umgekehrt ist es aber bei den stark magnetisirbaren Metallen, Eisen, Nickel, Kobalt. Können wir zwar bei ihnen auch nicht die soeben benutzten Kriterien anwenden, da diese Metalle keine scharfen Absorptionsstreifen haben, so liegt ein anderer Unterschied beider Erklärungssysteme darin, dass die magneto-optische Wirkung nach der Hypothese der Molecularströme proportional mit der Magnetisirung des Körpers sein muss, nach der Hypothese des Halleffectes dagegen proportional zur magnetischen Induction im Körper, d. h. zur gesammten Kraftliniendichte. Nach ersterer Hypothese erreicht daher der magneto-optische Effect eine endliche Grenze, falls der Körper zur Sättigung magnetisirt ist, nach letzterer Hypothese tritt das nicht ein, falls das

[1] Vgl. MACALUSO und CORBINO, Compt. rend. 127. p. 647. 1898.

äussere Magnetfeld weiter an Intensität zunimmt. Die Beobachtungen[1]) ergeben nun aber eine endliche Grenze und Proportionalität mit der Magnetisirung. — Dass KUNDT in einem dünnen Eisenstück magnetische Doppelbrechung nicht nachweisen konnte, wenn die Lichtstrahlen senkrecht zur Magnetisirung verliefen, braucht noch nicht entscheidend gegen die Hypothese des Halleffectes zu sein, da auch diese nur in der Nähe eines schmalen Absorptionsstreifens einen bemerkbaren Einfluss des Magnetfeldes in diesem Falle ergiebt.

Bei durchsichtigen, festen und flüssigen Körpern kann man aus der Beobachtung der Dispersion des Faraday-Effectes eventuell eine Entscheidung darüber erlangen, ob mehr die Molecularströme, oder mehr der Halleffect wirksam sind. Wenn nur die Eigenschwingungsdauer einer Ionenart im Ultravioletten, deren Wellenlänge λ_1 sei, zu berücksichtigen ist, während die Eigenschwingungsdauern anderer Ionengattungen sehr weit im Utrarothen ($\lambda_2 = \infty$) oder Ultravioletten ($\lambda_3 = o$) liegen mögen, so lässt sich das Quadrat des Brechungsindex n des Körpers (ausserhalb eines Magnetfeldes) darstellen durch

$$n^2 = a + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda_1^2}. \tag{13}$$

Die Drehung δ der Polarisationsebene linear polarisirten Lichtes ergiebt sich dann nach der Hypothese der Molecularströme durch die zweiconstantige Dispersionsformel:

$$\delta = n\left(\frac{a'}{\lambda^2} + \frac{b'}{\lambda^2 - \lambda_1^2}\right), \tag{14}$$

nach der Hypothese des Halleffectes durch:

$$\delta = \frac{1}{n}\left(\frac{a''}{\lambda^2} + \frac{b''\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2}\right). \tag{15}$$

Im Folgenden sind die Beobachtungen von VERDET an Schwefelkohlenstoff und Kreosot mit den Formeln (13), (14), (15) verglichen.

[1] A. KUNDT, Wied. Ann. **27.** p. 191. 1886; H. E. J. G. DU BOIS, Wied. Ann. **39.** p. 25. 1890.

Schwefelkohlenstoff.

$\lambda_1 = 0{,}000212$ mm. $a = 2{,}516$ $b = 0{,}0433$
$a' = -0{,}0136$ $b' = +0{,}1530$
$a'' = +0{,}1167$ $b'' = +0{,}2379$

Spekt.-Linie	$n_{beob.}$	$n_{ber.}$	$\delta_{beob.}$	$\delta_{(14)}$	$\delta_{(15)}$
C	1,6214	1,6210	0,592	0,592	0,592
D	1,6308	1,6307	0,760	0,762	0,760
E	1,6438	1,6439	1,000	0,999	0,996
F	1,6555	1,6560	1,234	1,232	1,225
G	1,6800	1,6805	1,704	1,704	1,704

Kreosot.

$\lambda_1 = 0{,}0001845$ mm. $a = 2{,}295$ $b = 0{,}0227$
$a' = -0{,}180$ $b' = +0{,}314$
$a'' = -0{,}070$ $b'' = +0{,}380$

Spekt.-Linie	$n_{beob.}$	$n_{ber.}$	$\delta_{beob.}$	$\delta_{(14)}$	$\delta_{(15)}$
C	1,5335	1,5336	0,573	0,573	0,573
D	1,5383	1,5386	0,758	0,745	0,744
E	1,5452	1,5454	1,000	0,990	0,987
F	1,5515	1,5515	1,241	1,226	1,222
G	1,5639	1,5636	1,723	1,723	1,723

Hiernach schliesst sich die Formel (14), d. h. die Vorstellung der Molecularströme den Beobachtungen[1]) etwas besser an, als die Formel (15), d. h. die Vorstellung des Halleffectes. Bei Kreosot ist a'' sehr klein. Würde man a'' direct Null setzen, so wäre (15) identisch mit der Becquerel'schen Formel[2]), nach der δ proportional zu $\lambda\, \partial n/\partial\lambda$ sein soll. Diese Formel folgt also aus der Vorstellung des Halleffectes, wenn man nur eine wirksame Ionengattung annehmen würde. Man könnte natürlich noch besseren Anschluss der Theorie an die Beobachtungen erzielen, wenn man die Hypothese der Molecularströme vereinigt mit der des Halleffectes. In Wirklichkeit kann der Halleffect nie fehlen, er muss stets vorhanden sein,

1) Zu gleichem Resultate führt die Berechnung der Beobachtungen von Joubin, Ann. d. phys. et de chim. (6) **16**. p. 109. 1889, welche mit den Verdet'schen nahe übereinstimmen.

2) H. Becquerel, Compt. rend. **125**. p. 679. 1896.

wenn überhaupt verschiebliche Ionen da sind. Der Einfachheit halber sind nur im Vorigen beide Hypothesen getrennt behandelt worden, und man kann also sagen, dass bei den Metalldämpfen die Halleffectglieder, bei Eisen, Nickel und Kobalt die Molecularstromglieder jedenfalls überwiegend sind[1]) bei der Wirkung des Magnetfeldes auf die optischen Eigenschaften.

Leipzig, April 1899.

1) Die Halleffectglieder haben um so mehr Einfluss, je grösser das Verhältniss $\vartheta : e$ ist [Bedeutung der Konstanten nach Gleichung (8)], die Molecularstromglieder um so mehr Einfluss, je grösser $q : T$ ist (Bedeutung vgl. oben pag. 109).

Ein Refractometer zur Bestimmung des Brechungsexponenten von Flüssigkeiten mit dem Mikroskop; von H. Starke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 7. April 1899.)

(Vgl. oben p. 102.)

---

1. Das Princip des zu beschreibenden kleinen Apparates, welcher dazu dienen soll, den Brechungsexponenten durchsichtiger Flüssigkeiten unter Anwendung eines beliebigen Mikroskops von geringer Vergrösserung zu bestimmen, ist folgendes:

Wenn ein Lichtstrahl, der in einem Medium vom Brechungsexponenten n verläuft, unter dem Einfallswinkel α auf eine in dasselbe eingebettete planparallele Schicht eines Mediums vom Brechungsexponenten ν und der Dicke d fällt, so erleidet er durch dieselbe eine Parallelverschiebung x, welche gegeben ist durch den Ausdruck

$$x = \frac{d \sin \alpha \,[\sqrt{\nu^2 - n^2 \sin^2 \alpha} - n \cos \alpha]}{\sqrt{\nu^2 - n^2 \sin^2 \alpha}}.$$

Fig. 1.

Wenn man demgemäss eine Vorrichtung construirt, wie sie Fig. 1 darstellt, — zwei congruente Glaskeile mit dazwischen befindlicher planparalleler Schicht einer Flüssigkeit — und dieselbe so zwischen eine feingetheilte Scala und das Objectiv eines auf sie eingestellten Mikroskops bringt, dass die Glasendflächen senkrecht zur Tubusaxe stehen, so wird man eine Scalenverschiebung erhalten, welche, da Schichtdicke, Brechungsexponent des Glases und Glaskeilwinkel (gleich Einfallswinkel, unter welchem der in Richtung der Tubusaxe verlaufende Strahl auf die Flüssigkeitsschicht trifft,) als gegebene Constante des Apparates anzusehen sind, nur noch von dem Brechungsexpo-

nenten der Flüssigkeit abhängt. Durch Messung der Scalenverschiebung ist dieser daher bestimmbar.

2. Da die Einstellung des Mikroskoptubus auf grösste Bildschärfe eine andere ist mit und ohne den zwischen Scala und Objectiv gestellten optischen Trog, so ist für die Beobachtung einer richtigen Scalenverschiebung erforderlich, dass die Tubusverstellung ohne seitliche Verschiebung nur in Richtung der Tubusaxe vor sich geht. Es würde dies Erforderniss ein genau gearbeitetes Mikroskop bedingen. Man umgeht dies aber leicht dadurch, dass man den optischen Trog mit einer Drehvorrichtung versieht, mit Hülfe deren man ihm eine Drehung um 180° um eine zu den Glasendflächen verticale Axe ertheilen kann. Es ist ersichtlich, dass man auf diese Weise in den beiden um 180° verschiedenen Stellungen des Refractometers die Scala bei gleichem Objectivabstande scharf sieht, eine Tubusverschiebung also vermieden ist. Man hat dabei auch noch die weiteren Vortheile, dass man

a) die doppelte Scalenverschiebung beobachtet, was einer Verdoppelung der Genauigkeit entspricht, und

b) nicht ein äusserst genaues Senkrechtstehen des Refractometertroges zur Axe des Mikroskoptubus erforderlich ist, wofern nur die Drehung des Troges um eine zu seinen Endflächen senkrechte Axe erfolgt.

Wenn das Refractometer nämlich schief zur Axe des Mikroskops steht, so bewirkt der ganze Apparat, auch wenn die Brechungsexponenten des Glases und der Flüssigkeit gleich sind, schon eine Parallelverschiebung, indem er als schiefstehende, dicke, planparallele Schicht wirkt. Es ist aber ersichtlich, dass bei Beobachtung unter Drehung des Apparates diese Verschiebung gleichgültig ist, da sie bei beiden Stellungen des Troges gleichgerichtet und von gleicher Grösse ist, sich also bei der Subtraction der Scalenablesungen heraushebt.

Trotzdem muss aber aus einem anderen Grunde dafür gesorgt werden, dass das Refractometer immer in annähernd dieselbe, zur Tubusaxe senkrechte Lage gebracht wird. Falls dies nämlich nicht geschieht, würde das Licht immer unter einem anderen Einfallswinkel auf die Flüssigkeitsschicht treffen. Wenn man die Verschiebungen berechnet, welche man bei einer Schichtdicke von 0,5 cm und für $n = 1{,}5$, $\nu = 1{,}3$ er-

hält, wenn der Einfallswinkel 45° bez. 45°·20′ (was einem Schiefstehen des Apparates um etwa $^1/_2{}^0$ entspricht) beträgt, so erhält man 1,464 bez. 1,491 mm, d. h. einen Unterschied von 0,03 mm, also bei Anwendung einer $^1/_{10}$ mm-Scala von etwa $^1/_3$ Theilstrich. Aber auch dieser Fehler wird bedeutend kleiner durch Einführung der Drehung des Instrumentes um 180°. Dabei misst man nämlich an Stelle der doppelten Verschiebung beim Einfallswinkel 45° die Summe der einfachen Verschiebungen bei den Einfallswinkeln 45°+20′ bez. 45°−20′; anstatt also 2,928 mm erhält man 1,491 + 1,427 = 2,918 mm doppelte Verschiebung. Der Fehler ist dadurch auf $^1/_6$ reducirt und beträgt in diesem Fall noch ca. 1—2 Stellen der vierten Decimale des Brechungsexponenten. Neigungen von $^1/_2{}^0$ sind aber leicht zu vermeiden.

3. Mit Gesagtem ist alles gegeben, worauf bei der Construction gesehen werden musste. Der Apparat, wie er von der Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin geliefert wird, hat folgende Gestalt (vgl. Fig. 2).

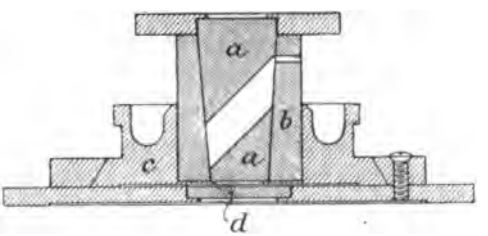


Fig. 2.

Das eigentliche Refractometer besteht aus den zwei Glaskeilen *a*, hergestellt aus einem schwach conisch abgedrehten Crownglascylinder durch Durchschneiden unter einem Winkel von 45° gegen die Axe. Der untere Keil *a* ist fest eingekittet in den runden Glastrog *b*, der obere so in einem Deckel befestigt, dass er richtig aufgesetzt eine planparallele Schicht von 0,5 cm Dicke zwischen den Keilen freilässt. Die richtige Lage des Deckels ist durch Einspringen desselben in eine Nute gekennzeichnet. Der Trog *b* ist in fester Verbindung mit einer Drehvorrichtung, welche mittels zweier Anschläge ein schnelles Drehen um 180°

erlaubt. Die drehbare (*c*) und die feste als Fassung dienende Scheibe derselben sind centrisch durchbohrt. In der Oeffnung unmittelbar unter dem Trog ist eine Glasplatte mit einer 0,1 mm Theilung angebracht. Die Füllung des Troges geschieht unter Abheben des Deckels von oben und erfordert etwa $^1/_2$ ccm der Flüssigkeit. Die Messung des Brechungsexponenten geschieht einfach in der Weise, dass man den Apparat auf dem Mikroskoptisch mit Stiften oder mit etwas Wachs befestigt, und die bei Drehen des Troges um 180° eintretende Scalenverschiebung beobachtet. Das Ocular des Mikroskops muss dazu ein Fadenkreuz enthalten. Aus der Scalenverschiebung kann man dann entweder nach der auf p. 117 angegebenen Formel, oder aus einer dem Instrument beigegebenen Tabelle den Brechungsexponenten bestimmen. Die Constanten des Apparates sind gegeben, können auch leicht jederzeit einer Nachprüfung unterzogen werden, nämlich Einfallswinkel gleich Prismenwinkel und Brechungsexponent des Glases am Spectrometer, und Schichtdicke durch eine Bestimmung der Scalenverschiebung mit einer Flüssigkeit von bekanntem Brechungsexponenten. Für jedes hergestellte Instrument hat der Brechungsexponent des Glases dieselbe Grösse, ebenso auch der Prismenwinkel; nur die Schichtdicke ist nicht so genau reproducirbar. Trotzdem kann jedem Instrument dieselbe Tabelle beigegeben werden. Nur muss man vor dem Aufsuchen des Brechungsexponenten die an dem betreffenden Refractometer beobachtete Verschiebung noch multipliciren mit dem Verhältniss der Schichtdicke des Instrumentes, für welches die Tabelle aufgestellt ist, zu derjenigen des angewandten Instrumentes. Erstere Schichtdicke ist in der Tabelle angegeben, letztere ist durch eine Beobachtung mit einer Flüssigkeit von bekanntem Brechungsexponenten (z. B. Wasser [18°] $\nu_D = 1{,}3334$) bestimmt. Oder man muss, was dasselbe bedeutet, jede erhaltene Verschiebung multipliciren mit dem Verhältniss der Verschiebung, welche man für einen beliebigen Brechungsexponenten in der Tabelle abliest, zu derjenigen, welche eine Flüssigkeit dieses Brechungsexponenten in dem betreffenden Apparat bewirkt.

4. Die Genauigkeit, welche mit dem Refractometer zu erreichen ist, ergiebt sich aus folgenden der dem Instrument

beigegebenen Tabelle entnommenen Zahlen. Es sind die doppelten Verschiebungen $2x$ für den Brechungsexponenten ν der Flüssigkeit, wenn der des Glases $n = 1{,}505$, der Einfallswinkel $\alpha = 45^0$, die Schichtdicke 0,502 cm beträgt:

ν	$2x$ in $^1/_{10}$ mm	ν	$2x$ in $^1/_{10}$ mm
1,60	+ 7,8	1,333	−23,0
1,50	− 0,4	1,33	23,7
1,40	12,0	1,32	25,8
1,35	20,0	1,31	27,8
1,34	21,8	1,30	30,3

Bei $\nu = 1{,}333$ (Brechungsexponent des Wassers) macht eine Differenz von 0,003 des Brechungsexponenten eine Verschiedenheit von 0,07 mm in der Einstellung. Bei Zehntelschätzung wird die Verschiebung auf 0,01 mm bestimmt, mithin der Brechungsexponent auf $0{,}003/7 = 0{,}0004$. Ist der Brechungsexponent der Flüssigkeit grösser, so ist die Genauigkeit etwas kleiner. Der Apparat erlaubt also, Brechungsexponenten bis auf die dritte Decimale zu bestimmen.

5. Im weissen Licht werden im allgemeinen die Theilstriche farbig gesäumt erscheinen. Wenn man den auf p. 117 gegebenen Ausdruck für die Parallelverschiebung in der Form schreibt:

$$x = \frac{d \sin\alpha \left[\sqrt{\left(\frac{\nu}{n}\right)^2 - \sin^2\alpha} - \cos\alpha\right]}{\sqrt{\left(\frac{\nu}{n}\right)^2 - \sin^2\alpha}},$$

so sieht man, dass x dieselbe Grösse besitzt, nur solange ν/n denselben Werth hat. Die Parallelverschiebung für zwei Farben wird also die gleiche sein, wenn das Verhältniss der Brechungsexponenten von Flüssigkeit und Glas für beide Farben das gleiche ist.

Bei der Wahl des Glases für den Apparat wurde hierauf Rücksicht genommen, und zwar wurde das von Schott und Genossen unter der Fabriknummer 0144 gelieferte Boro-Silicat-Crownglas gewählt, welches auch noch den Vorzug ausnahmsweise hoher mechanischer Härte, daher geringer Verletzbarkeit

hat. Mit diesem Glase sind bei Wasser, wässerigen Lösungen die Theilstriche im weissen Licht nicht merklich gefärbt. Selbst Benzol ist noch im weissen Licht zu untersuchen; hier fangen die Theilstriche gerade an, sehr feine farbige Ränder zu bekommen. Man erhält bei Berechnung des Brechungsexponenten nach der auf p. 117 gegebenen Formel den Werth desselben für diejenige Farbe, für welche man n einsetzt, bei Ablesung in der Tabelle den Werth für Natriumlicht.

Berlin, Physikal. Institut der Universität.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 7.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 5. Mai 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **E. Lampe** spricht

zum Gedächtniss von Ph. Wilh. Brix.

Hr. **W. von Bezold** berichtet dann in einem ausführlichen Vortrage

über den gegenwärtigen Stand der erdmagnetischen Forschung.

Hr. E. Warburg legt eine Abhandlung der Herren **J. Elster** und **H. Geitel** vor:

über den Einfluss eines magnetischen Feldes auf die durch die Becquerelstrahlen bewirkte Leitfähigkeit der Luft.

Der ausführliche Vortrag des Inhaltes der Abhandlung wird auf die nächste Sitzung verschoben, jedoch ihr Abdruck in dem Bericht über diese Sitzung beschlossen.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. S. Czapski in Jena.

Hr. H. Dufour, Professor an der Universität in Lausanne.

Hr. Dr. Veillon in Basel, Physikalisches Institut.

Hr. Dr. H. Starke in Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Philipp Wilhelm Brix

(1817—1899).

Gedächtnissrede von E. Lampe.

(Gehalten in der Sitzung vom 5. Mai 1899.)

(Vgl. oben S. 102 und S. 123.)

Am Charfreitag, dem 31. März dieses Jahres, entschlief in seinem Hause zu Charlottenburg nach längerem Siechthum eines unserer ältesten und treuesten Mitglieder: der Geheime Regierungsrath Dr. Brix, der 51 Jahre lang unserer Gesellschaft angehört hatte, im 82. Lebensjahre. Mit ihm ist uns derjenige Mann genommen, der fast seit der Entstehung der Gesellschaft an allen ihren Schicksalen thätigen Antheil genommen hat, und der, obschon nicht an so hervorragender Stelle derselben stehend wie der unvergessliche Stifter Emil du Bois-Reymond, durch seine geräuschlose und unablässige Thätigkeit für die Gesellschaft und durch seine lebendigen Erinnerungen an alle sie angehenden Vorkommnisse die ganze Zeit ihres Bestehens gleichsam verkörperte. Sein Name erscheint im vierten Bande der Fortschritte der Physik über das Jahr 1848 auf Seite VI, in dem Geschäftsberichte betreffend die in diesem Jahre neu aufgenommenen Mitglieder, zusammen unter anderem mit Hagen und Grossmann. Als Vortragenden habe ich ihn nur zweimal verzeichnet gefunden: am 22. Januar 1858 ist von ihm eine Notiz über eine wahrgenommene Einwirkung der Erdbeben im December 1857 auf die Galvanometer der Telegraphenanlagen mitgetheilt worden, und am 21. April 1871 hat er den wissenschaftlichen Theil der Sitzung durch einen Vortrag über telegraphische Notizen ausgefüllt. Mitarbeiter für die Fortschritte der Physik ist er bei den Bänden VI bis X, Jahrgang 1850 bis 1854, gewesen, und zwar hat er in ihnen das Referat über die Hydromechanik und Aeromechanik geliefert. Sein grösstes Verdienst um die Gesellschaft besteht in der

langjährigen musterhaften Verwaltung der Kassenangelegenheiten. Die mit seiner zierlich kleinen Handschrift ausgefüllten und unterzeichneten Quittungen gaben jedem einzelnen Mitgliede Kunde von seinem fürsorglichen Walten, durch welches er mit allen Geschäften aufs engste verwuchs. Obschon er seine Bücher, wie er selbst später als Kassenrevisor wiederholt sagte, nicht nach der Weise seiner Nachfolger, der Herren HANSEMANN und PLANCK, gemäss dem kaufmännischen Verfahren der doppelten Buchführung anlegte, sondern so einrichtete wie ein guter Hausvater seine Wirthschaftsbücher, so war er doch in seiner altväterlichen Art stets völlig klar über den jeweiligen Stand der Kasse und verstand es, die Interessen der Gesellschaft nachdrücklich zu wahren. Seine Kenntnisse aller die Gesellschaft betreffenden Verhältnisse waren bis in seine letzten Lebensjahre so sicher, dass man sich in zweifelhaften Fällen bei ihm immer zuverlässige Auskunft holen konnte. Von dem Amte des ersten Kassenrevisors, durch welches er für den Vorstand der Gesellschaft erhalten wurde, trat er erst im vorigen Jahre zurück, als er merkte, dass ihm die Kräfte versagten, sodass er nur noch mit Mühe die Höhe der Wohnung unseres jetzigen Kassenführers zur letzten von ihm abgehaltenen Revision erklimmen konnte. So hat er unserer Gesellschaft die Treue bis an sein Ende gewahrt, eine Treue in der Erfüllung seiner Pflichten, die sein ganzes Leben geziert hat.

Die meisten Nachrichten über den nun zu schildernden Lebensgang des Verewigten habe ich von unserem Mitgliede Hrn. Dr. W. BRIX erhalten, einem Neffen zweiten Grades des Verstorbenen, und ich darf wohl an dieser Stelle demselben für seine freundliche Gefälligkeit unseren verbindlichen Dank aussprechen.

PHILLIPP WILHELM BRIX ist am 25. Juli 1817 zu Berlin als das älteste von vier Kindern geboren und hat seine jüngeren Geschwister alle überlebt. Der berühmte Professor der Bauakademie und Director des Aichungsamtes, zugleich Verfasser eines verbreiteten Lehrbuches der Mechanik, der Geheime Regierungsrath ADOLF FERDINAND WENCESLAUS BRIX war sein Oheim. Seine Mutter stammte aus der zur französischen Kolonie gehörigen Kaufmannsfamilie ROUSSET. Sein Vater, ursprünglich in Büderich bei Wesel wohnhaft, war Juwelier.

Als derselbe zwangsweise in die französische Armee eingestellt werden sollte, desertirte er und flüchtete vor den französischen Behörden nach Wien, Pest, Brünn und Berlin; indem er so ein unregelmässiges Wanderleben führte, bildete sich seine Natur zur Unstätigkeit aus, die im späteren Leben nicht abgestreift wurde. Als Lützower zog er 1813 ins Feld, wurde bei Kitzen gefangen und nach Südfrankreich geschafft; er entfloh jedoch und schlug sich zu den Verbündeten durch. Auch 1814 wollte er wieder als COULOMB'scher Husar ins Feld rücken, verpasste aber den Anschluss. Weil er dann in der Folge ein festes Ziel nicht im Auge behielt, brachte er es nie zu einem behaglichen Leben. Mit Aufgebung seines Berufes übernahm er 1841—47 für seine Schwester die Verwaltung des Familiengutes am Rhein, kehrte dann aber wieder nach Berlin zurück. Hier erhielt er durch seinen Bruder, der damals Director des Aichungsamtes war, die Aichung der Gasmesser in Auftrag und erwarb dadurch seinen Lebensunterhalt; sein Tod erfolgte 1862. Es ist klar, dass dieser Vater für seinen begabten Sohn WILHELM wenig leisten konnte; thatsächlich ist er demselben nie eine Stütze gewesen, und die Eigenschaften des Sohnes stehen in directem Gegensatze zu denen des Vaters.

WILHELM BRIX besuchte der Reihe nach die BARTELS'sche Vorschule, das FRIEDRICHS-WERDER'sche Gymnasium und das KÖLLNISCHE Gymnasium. Ueberall hatte er den Ruhm eines Musterschülers; die Reifeprüfung legte er 1837 als Primus omnium ab. Schon von Obersecunda an ertheilte er Privatstunden und verwendete den Ertrag derselben, um Privatstudien in der Mathematik und in der Physik zu treiben; offenbar wurde er sowohl hierbei als auch bei der Wahl seines Berufes durch seinen ihm sehr wohl gesinnten berühmten Oheim beeinflusst. Zunächst studirte er auf der Universität Berlin drei Semester hindurch Mathematik und Naturwissenschaften. Da sein Vater keine Mittel für ihn hergeben konnte, so musste er sich das nöthige Geld wieder durch Ertheilung von Unterricht verdienen. Trotzdem wurde es ermöglicht, dass er, dem allgemeinen Zuge jener Zeit folgend, nach Königsberg übersiedelte, wo er speciell Schüler von FR. NEUMANN wurde, auch bei JACOBI hörte. Ob er auch BESSEL's Vorlesungen

besucht hat, ist nicht festzustellen. Als Hörer Neumann's wird er von Volkmann in der Biographie Neumann's nur während des Wintersemesters 1838/39 angeführt. Während des dreijährigen Aufenthaltes zu Königsberg entstand die Experimentaluntersuchung, auf Grund deren er daselbst zum Doctor promovirt wurde. Die Arbeit wurde 1842 in Poggendorff's Annalen Bd. 55, S. 341—390 unter dem Titel abgedruckt: „Ueber die latente Wärme der Dämpfe verschiedener Flüssigkeiten bei deren Siedetemperatur." Unter den Augen von Fr. Neumann entstanden, bekundet sie sowohl eine genaue Bekanntschaft mit der Literatur über diesen Gegenstand, als auch eine bedeutende Geschicklichkeit und Ausdauer in der Ausführung der Versuche. Nebenbei ist sie die einzige Abhandlung von Brix, die in den Annalen der Physik veröffentlicht ist.

Nach Beendigung der Studien kehrte der junge Doctor in seine Vaterstadt Berlin zurück und machte sein pädagogisches Probejahr an der Dorotheenstädtischen Realschule ab; doch ist es unsicher, wo oder ob er die Oberlehrerprüfung abgelegt hat. Ebenso unklar ist es, warum er auf den Lehrerberuf verzichtete und wieder als Privatgelehrter sich in kümmerlicher Weise seinen Unterhalt durch Ertheilung von Unterricht erwarb. Dieser Periode seines Lebens, die bis 1847 währte und reich an Entbehrungen für ihn war, gedachte er in der Folgezeit mit einer gewissen Bitterkeit. Manche seiner später bemerkten Eigenheiten, eine Art von Menschenscheu, Wortkargheit, Schwerfälligkeit im Verkehr, grosse Sparsamkeit, sind vielleicht auf diese Jugenderfahrungen zurückzuführen. Eine Stütze fand er an seinem Oheim, der als Professor der Bauakademie und am Gewerbeinstitute Gelegenheit hatte, ihm Schüler zuzusenden und Arbeiten zur Ausführung zu übertragen. Unter den letzteren befand sich eine dilatometrische Untersuchung der Ausdehnung von Mischungen aus Alkohol und Wasser für Steuerzwecke. Die Ausarbeitung der Methode und die Ausführung der Versuche bei dieser nicht kleinen Arbeit blieb ihm überlassen. Die Veröffentlichung erfolgte indessen nicht unter seinem Namen, und die Resultate wurden nur amtlich benutzt.

Eine Wendung zum Besseren trat für Brix ein, als er

1847 von dem Verein zur Beförderung des Gewerbefleisses den Auftrag zur Ausführung von umfassenden Versuchen erhielt, deren Zweck die Vergleichung der Heizkraft der verschiedenen im Preussischen Staate zur Anwendung kommenden Brennmaterialien war. Es handelte sich weniger um die Erforschung der gesammten Heizkraft des Materiales als um die Kenntniss der Wärmemenge, die sich zu gewerblichen Zwecken, besonders in Dampfmaschinen nutzbar machen lässt. Die Oberleitung stand einer aus KARSTEN, SCHUBARTH und A. BRIX zusammengesetzten Commission zu, die von dem genannten Verein und dem Königlichen Ministerium gewählt worden war. Auf Verlangen derselben arbeitete W. BRIX ein ausführliches Programm über die Methode der Versuche und die anzuwendenden Apparate aus. Nach Genehmigung seiner Vorschläge wurde auf dem dazu angewiesenen Grundstücke, dem Hofe der Königlichen Eisengiesserei am Neuen Thore, das Versuchsgebäude errichtet. Im Herbste 1847 war die Aufstellung der Apparate so weit beendigt, dass mit den Versuchen begonnen werden konnte.

Allein schon im Frühling des folgenden Jahres trat eine Katastrophe ein, welche dem kaum begonnenen Unternehmen den Untergang zu bereiten drohte. In der Nacht zum 18. März wurde bei der Demolirung der Königlichen Eisengiesserei auch das Versuchsgebäude nebst allen Apparaten ein Raub der Flammen; nur einzelne kleine Instrumente nebst den Versuchsprotokollen konnten gerettet werden. Aber selbst in jenen unruhigen Zeiten beschloss der Gewerbeverein ohne Zaudern, nachdem er sich Gewissheit verschafft hatte, dass die verheissene Beihülfe aus Staatsmitteln auch jetzt noch gewährt werden würde, die Angelegenheit nicht fallen zu lassen, und liess den Apparat mit einem Kostenaufwande von 1700 Thalern wieder herstellen und ergänzen. Die Versuche wurden demnach noch im Laufe des Jahres 1848 wieder aufgenommen und ohne erhebliche Störung bis zum 1. October 1850 fortgeführt.

Die Ergebnisse dieser mehr als dreijährigen Arbeiten hat BRIX veröffentlicht in dem Buche: „Untersuchungen über die Heizkraft der wichtigeren Brennstoffe des Preussischen Staates", 381 Seiten 4°, Berlin 1853; aus dem Vorworte dieses Werkes sind die obigen Angaben zum Theil wörtlich entnommen. Da aber der ursprüngliche Plan nicht in seinem ganzen Umfange

ausgeführt war, so ist Brix in dem nächsten Jahrzehnt zu diesen Versuchen, die an einer anderen Stelle weitergeführt wurden, noch öfter zurückgekehrt und hat in den Verhandlungen des Vereins zur Beförderung des Gewerbefleisses bis zum Anfange der sechziger Jahre wiederholt Mittheilungen über neue Ergebnisse seiner Arbeiten gemacht.

Somit sehen wir, dass die Forschungen des jungen Physikers während dieser Periode seines Lebens sich ausschliesslich auf dem Gebiete der Wärme bewegen; zum Theil vor der Gründung der Physikalischen Gesellschaft beendigt, zum Theil hauptsächlich technischen Anwendungen zugewandt, sind sie in den Fortschritten der Physik gar nicht erwähnt worden. Die Lebenslage des in den dreissiger Jahren stehenden Mannes hatte sich so weit gebessert, dass er während des denkwürdigen Jahres 1848 sowohl in die Physikalische Gesellschaft als auch in den Verein zur Beförderung des Gewerbefleisses einzutreten kein Bedenken trug.

Nach Abschluss des oben erwähnten Hauptwerkes wurde Brix durch äussere Verhältnisse bewogen, sich einem anderen Arbeitsfelde zuzuwenden, dem der Elektricität. Am 1. Januar 1854 wurde ihm nämlich die Stelle eines technischen Beamten des deutsch-österreichischen Telegraphenvereins übertragen. In dieser Stellung hatte er allgemeine Fragen zu behandeln, Versuche anzustellen, vor allem aber die Herausgabe der Zeitschrift dieses Vereins zu besorgen. Sechzehn Bände derselben sind unter seiner Redaction von 1854 bis Ende 1869 erschienen; er selbst hat in ihr eine Anzahl eigener Artikel veröffentlicht. Im Jahre 1872 versuchte Brix, an Stelle jener eingegangenen Zeitschrift eine neue zu gründen unter dem Titel: „Annalen der Telegraphie"; allein diese Annalen sind aus Mangel an Unterstützung von denen, welche ursprünglich Beiträge zugesagt hatten, nicht über das erste Heft hinaus gediehen. Für Brix war die Annahme jener Stellung im Jahre 1854 entscheidend in Bezug auf seine fernere Laufbahn. Die peinliche Sorgfalt, welche seine Schriftleitung kennzeichnete, die mannichfachen und tiefgehenden Kenntnisse, welche er dabei entfaltete, verfehlten nicht, ihm allgemeine Achtung und Werthschätzung zu gewinnen. Die amtliche Anerkennung zeigte sich in der Uebertragung neuer Aemter. 1861 wurde er Lehrer an der

Telegraphenschule, Examinator und Gutachter über technische Fragen; in demselben Jahre auch Lehrer an der Bauakademie für elektrische Telegraphie. Die Vorlesung, welche er zuletzt als Angehöriger der Abtheilung für Bauingenieurwesen der technischen Hochschule gehalten hat, ist im Sommersemester 1881 unter dem Titel angekündigt: Anlage und Betrieb elektromagnetischer Telegraphen. 4 Stunden Vortrag. Das zugefügte specielle Progamm lautet: Einleitung und Wissenschaftliches. Oberirdische Leitungen, Material und Herstellung. Anlage der unterirdischen und subaquaten Linien. Erläuterung der üblichsten Telegraphenapparate. Apparatverbindung und Betriebsweise. — Die Stellung beim Telegraphenverein ging im Jahre 1870 ein; als aber in der Mitte der siebziger Jahre die zunehmende Ausbreitung des elektrischen Telegraphen an die Telegraphenverwaltung auch in wissenschaftlicher Beziehung erhöhte Anforderungen stellte, wurde Brix 1876 zum Ingenieur beim General-Telegraphenamte mit dem Range der Räthe vierter Classe ernannt. Als technisch-wissenschaftlicher Beirath der Telegraphenverwaltung hat er sich, wie der Nachruf im Reichsanzeiger dies rühmt, um die Entwickelung der deutschen Telegraphie grosse Verdienste erworben, namentlich auch durch seine Mitwirkung bei der Herstellung des grossen Netzes unterirdischer Leitungen während der Jahre 1876 bis 1880. Für das preussische und deutsche Telegraphenwesen war es gewiss bedeutsam, dass ein Physiker aus der streng theoretischen Schule von Fr. Neumann als Oberingenieur die Arbeiten zu leiten und zu controliren hatte, die zur Zeit der intensivsten Entwickelung ausgeführt wurden.

Bei der Errichtung des kaiserlichen Patentamtes 1877 übernahm Brix eine Stelle in demselben als nichtständiges Mitglied. Wenn man beachtet, dass er damals sein sechzigstes Lebensjahr vollendete, so muss man sich über die Fülle der Arbeiten wundern, die auf seinen Schultern ruhten, und die er mit emsigem Fleisse erledigte. Dass er trotz aller Mühen und Anstrengungen seiner Aemter den Sinn für heitere Lebensanschauung nicht verlor, zeigt ein Geschichtchen, das er mit vielem Humor um diese Zeit in einer Nachsitzung der Physikalischen Gesellschaft zum Besten gab. Eine unterirdische Leitung versagte, und er bestimmte nach den für diesen Zweck

damals verfeinerten Methoden genau die Stelle, wo der Bruch eingetreten war. Um den Schuldigen zu ermitteln und den Schaden zu beseitigen, reiste er mit den nöthigen Mannschaften nach der durch den Versuch ermittelten Stelle in der Nähe eines Dorfes. Zuvor wurde der nichts ahnende Schulze des Dorfes befragt, was er über die Veranlassung der Verletzung wisse. Als der nun, über eine solche Frage verwundert, nichts zu wissen betheuerte, sagte das Töchterlein des Dorfmonarchen, an der bezeichneten Stelle hätten ja Kunstreiter ihre Bude aufgeschlagen, und als man nun nachgrub, stellte es sich heraus, dass ein in den Erdboden eingetriebener Pfahl die Missethat verübt hatte. Da das fahrende Volk verschwunden war, konnte niemand für den Schaden haftbar gemacht werden. Brix aber freute sich über die Genauigkeit der Uebereinstimmung seiner nach den Ergebnissen der Messung bestimmten Angabe mit dem vorgefundenen Kabelbruche.

Mit dem zunehmenden Alter erwies sich jedoch die Last der zu leistenden Arbeitsmenge als zu gross. Nachdem Brix noch 1881 als Mitglied der Jury der elektrischen Ausstellung nach Paris entsandt worden war, schied er 1882 aus dem Patentamte und aus seiner Lehrerstellung an der technischen Hochschule. Aus dem in den Acten der Hochschule befindlichen Schreiben von December 1881, in welchem er seine Entlassung als Lehrer nachsuchte, geht hervor, dass er sich von der Thätigkeit innerhalb der Abteilung, der er bei der Vereinigung der Bauakademie und Gewerbeakademie zugetheilt war, wegen Mangels an genügender Betheiligung seitens der Studenten nicht mehr befriedigt fühlte; auch führt er an, dass er zufolge häufiger Dienstreisen zu oft seine Vorlesungen aussetzen musste. Da er aber sein Gesuch zu spät eingereicht hatte, so erhielt er die Entlassung erst nach Beendigung der Sommervorlesung 1882. In der staatlichen Stellung als Oberingenieur verblieb er bis zu seinem einundsiebzigsten Lebensjahre. Die erbetene Versetzung in den Ruhestand wurde ihm 1888 unter gleichzeitiger Verleihung des Charakters als Geheimer Regierungsrath gewährt.

Wie wenig eitel er übrigens auf äussere Ehrungen war, zeigte er bei Gelegenheit des Jubiläums seines Doctordiploms. Als es durch die Zeitungen bekannt geworden war,

dass die Königsberger Universität nach fünfzig Jahren sein Diplom erneuert hätte, ging eine Abordnung des Vorstandes der Physikalischen Gesellschaft nach vorheriger Anmeldung zur Gratulation in sein Haus. Der Sprecher begann die wohlgesetzte Rede, dass er mit seinen Begleitern die Glückwünsche der Physikalischen Gesellschaft zur fünfzigjährigen Doctorwürde überbrächte; da unterbrach Brix unter freundlichem Lächeln die feierliche Anrede mit der Bemerkung, diese Wünsche kämen, gerade wie das neue Königsberger Diplom, um drei Jahre zu spät. Beim Jubiläum der Albertina hätten die Königsberger Professoren die Acten revidirt und unter den alten noch lebenden Doctoren auch ihn aufgefunden; die übliche Ehrung wäre daher erst bei dieser Gelegenheit, aber zu spät, in Scene gesetzt. In gemüthlicher Stimmung nahm er dann aber die herzlichen Worte entgegen, die ihm als Huldigung der ihm lieben Gesellschaft ausgesprochen wurden, und spendete, eigenhändig aufwartend, was der Speiseschrank seiner Junggesellenwirthschaft an geeigneten Dingen für solche Gelegenheiten barg.

Die von Brix in der Hauptperiode seines Lebens veröffentlichten Schriften beziehen sich auf die elektrische Telegraphie; fast alle sind in den Jahren 1854—69 seiner Thätigkeit als Redacteur verfasst und auch in der Zeitschrift des deutsch-österreichischen Telegraphenvereins erschienen. Die Zahl der von ihm selbst für das Poggendorff'sche Wörterbuch und seine Fortsetzung angegebenen Titel ist nicht gerade gross; aus der elektrotechnischen Zeitschrift ist nur ein Titel angegeben.

Die elf Jahre nach dem Ausscheiden aus allen Aemtern verlebte Brix einsam, behaglich und still in seinem Charlottenburger Hause, in welchem, wie er schmunzelnd zu sagen pflegte, er als Hausbesitzer die höchste Wohnung inne hätte, weil er von da aus den schönsten Blick auf die Strasse und die umliegenden Gärten hätte; an der Pflege seines Gartens und seiner Bäume hatte er eine herzliche Freude, die ihm jedoch zuletzt etwas getrübt wurde, als unter der Einwirkung der Producte eines nahen Fabrikschornsteines manche Bäume verkümmerten. Für die Weiterentwickelung der Wissenschaft hegte er bis an sein Ende ein reges Interesse. Als häuslicher Einsiedler hing er treu an den Gesellschaften und Vereinen, denen er angehörte.

So ordnete er bis in den Spätherbst 1898 noch den Charlottenburger Lesezirkel unserer Gesellschaft. Er besuchte regelmässig die Sitzungen sowohl der beiden schon erwähnten Gesellschaften als auch derjenigen für Erdkunde und der Polytechnischen Gesellschaft, denen beiden er fast ebenso lange beigetreten war. Die Gesellschaft deutscher Naturforscher und Aerzte zählte ihn zu ihren Mitgliedern, und zu ihren Versammlungen reiste er regelmässig trotz seines Alters, indem er launig meinte, dazu sei er doch noch gar nicht zu alt. So zog er 1893 bei Gelegenheit der Nürnberger Versammlung mit nach Rothenburg am Tauber, ergötzte sich an dem historischen Festspiele, das in gelungener Weise sich bei heissem Wetter in der Stadt und ihrer Umgebung abspielte, und marschirte am Abend mit Jung und Alt zu den Klängen der Musik nach dem Bahnhofe. Von Lübeck fuhr er 1895 mit nach Mölln zum Grabe von Till Eulenspiegel und streifte die schöne Umgebung dieses reizend gelegenen Oertchens ab; am anderen Morgen war er früh auf mit dem Dampfer, der die Theilnehmer zur See nach der Holsteinischen Schweiz führte und wanderte rüstig zwischen ihren prächtigen Seen, erfreute sich der Fahrt auf dem Kellersee und der Waldungen am Ukeleisee und wunderte sich dann, dass er müde wurde, da er doch für solche Spaziergänge noch kein hohes Alter hätte. Auch in Frankfurt hat er 1896 an allen Veranstaltungen theilgenommen.

Die ursprüngliche Herbheit seines Wesens, die durch seine harte Jugendzeit erklärlich ist und ihn in seiner Familie in den Ruf eines Sonderlings gebracht hatte, wich allmählich in seinem Alter einer gleichmässigen Milde. Die achtungswerthen Seiten seines Charakters: seine strenge Rechtlichkeit, der Zug nachsichtiger Güte und Freundlichkeit, der sein ganzes Wesen durchdrang, seine schlichte Bescheidenheit und Anspruchslosigkeit, endlich seine tiefe und umfassende Gelehrsamkeit, mit der er jedoch nie prunkte und in die er nur gelegentlich einen Einblick gewährte, waren völlig dazu geschaffen, ihm in seinen dienstlichen Beziehungen und im geselligen Umgange Freunde zu erwerben, die Anhänglichkeit seiner Verwandten zu sichern. Auf dieser hohen Stufe schöner Menschlichkeit wurde er durch sein hohes Alter zum Patriarchen der Familie und genoss bei ihr die Verehrung eines solchen.

Auch uns ist in ihm ein Patriarch gestorben, zu dem wir mit Verehrung aufblickten. Unseren Versammlungen fehlt das Bild seiner ehrwürdigen kleinen Gestalt, die sich bedächtig und geräuschlos nach der vorderen Sitzreihe begab und stets auf dem bestimmten Platze zu sehen war, auch als der müde Geist dem Vortrage nicht mehr zu folgen vermochte. In den Nachsitzungen, denen er gern beiwohnte, und denen er durch einen trockenen Humor in heiterem Geplauder eine angenehme Würze verleihen konnte, fehlt uns sein liebes und wohlwollendes Gesicht. Bei den Festen, wo er still ordnend alle Vorbereitungen traf, und an deren Gelingen er seine innige Freude hatte, werden wir uns nicht mehr seiner kaum bemerkten Ueberwachung zu erfreuen haben. Wie er aber dankbaren Herzens jede Freude empfand, die ihm bereitet wurde, ohne dass er sein Herz auf der Zunge trug, und wie er besonders während seines immer lästiger und beschwerlicher werdenden Siechthums alle Beweise der Theilnahme herzlich anerkannte, so wollen wir ihm, der durch den Tod Erlösung von den peinlichen Leiden des Alters gefunden hat, ein dankbares Andenken bewahren für alles, was er in dem halben Jahrhundert seiner Mitgliedschaft unserer Gesellschaft und ihren Mitgliedern gewesen ist. Wir wollen auch dankbar anerkennen, dass es uns vergönnt gewesen ist, in dem Verstorbenen ein schönes Bild eines einfachen und schlichten wahren Menschen zu schauen. Wie wir auf sein Grab einen Lorbeerkranz als Ausdruck unserer Gesinnung niedergelegt haben, so wird in unserem Gedächtniss seine Gestalt mit der vollen Krone schöner Menschlichkeit geschmückt weiter leben.

Ueber den Einfluss eines magnetischen Feldes auf die durch die Becquerelstrahlen bewirkte Leitfähigkeit der Luft;

von J. Elster und H. Geitel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 5. Mai 1899.)

(Vgl. oben S. 123.)

Es ist bekannt, dass der elektrische Widerstand einer Strecke verdünnten Gases durch die Erregung eines magnetischen Feldes beeinflusst wird, und zwar beobachtet man im allgemeinen eine Zunahme des Widerstandes, sofern nur nicht die Stromesrichtung mit der der magnetischen Kraftlinien zusammenfällt. Sehr deutlich zeigt sich diese Wirkung bei der durch Belichtung einer photoelektrisch empfindlichen Kathode oder vermittels glühender Elektroden eingeleiteten Gasentladung, sobald der günstigste Druck (etwa 0,5—1,0 mm) hergestellt ist. Auch die gewöhnliche Elektricitätszerstreuung in einem verdünnten Gase wird, wie Hr. A. Righi gefunden hat, innerhalb eines magnetischen Feldes verzögert.

Es schien uns nun von Interesse festzustellen, ob auch die durch die Becquerelstrahlen einem Gase mitgetheilte Leitfähigkeit durch magnetische Kräfte verändert werden kann. Der Ausführung des Versuches steht die Schwierigkeit gegenüber, dass dies Leitvermögen bei so niedrigen Gasdrucken, wie sie für den zu erwartenden magnetischen Effect erforderlich sind, ohnehin sehr gering wird. Es gelang uns daher auch nicht, mit den doch nur schwach wirkenden Uranpräparaten unzweideutige Ergebnisse zu erzielen. Dagegen versprach die weit intensiver strahlende Substanz, die man nach dem Verfahren von Hrn. und Frau Curie und Hrn. Bémont[1]) aus der Pechblende als Begleiter der Baryumverbindungen gewinnen kann, denen sie in äusserst geringer Menge anhaftet, viel eher einen Erfolg. Wir verdanken der Freund-

1) P. Curie, Mme. P. Curie et M. G. Bémont, Compt. rend. 127. p. 1215. 1898.

lichkeit des Hrn. Dr. GIESEL in Braunschweig ein Präparat, das sich chemisch wie Chlorbaryum verhält, aber in Berührung mit der Luft wie eine Flamme diese leitend macht und selbst durch eine 4 mm starke Messingplatte hindurch noch eine entladende Wirkung äussert. Baryumplatincyanür sowie krystallisirtes Urankaliumsulfat werden in einigen Centimetern Entfernung zu deutlicher Phosphorescenz erregt.

Wir füllten mit diesem „radiumhaltigen" Salze ein kleines Aluminiumschälchen von etwa 10 mm Durchmesser und 2 mm Tiefe, das innerhalb eines Glasrecipienten von etwa 30 mm Weite von einem eingeschmolzenen Platindraht getragen wurde. Etwa 2 cm über der Substanz befand sich die zweite, durch eine aufgekittete Ebonitplatte geführte Elektrode. Wurde nun der Recipient auf etwa 1 mm Druck evacuirt, und das Schälchen durch eine ZAMBONI'sche Säule auf ein Potential von etwa 500 Volt geladen, während die darüber befindliche Elektrode mit einem BOHNENBERGER'schen Elektroskop in Verbindung stand, so liess sich, bei Aufhebung der Erdleitung des Elektroskops an der Bewegung des Blättchens dieses Instrumentes der infolge der kräftigen Strahlung sehr merkliche Elektricitätsübergang von der Schale zur Elektrode beobachten. Brachten wir nun einen Hufeisenelektromagneten so an, dass die Verbindungslinie seiner Pole senkrecht zu der von Schale und Elektrode verlief, so bewirkte seine Erregung sofort eine beträchtliche Verlangsamung in dem Gange des Blättchens, die mit dem Erlöschen des Magnetfeldes verschwand.

Indessen ist hierbei die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, dass die von dem Salze ausgehenden Becquerelstrahlen selbst in dem verdünnten Gase durch das Magnetfeld eine Ablenkung erlitten hätten, der zufolge sie vielleicht aus dem Raume zwischen Elektrode und Schale herausgedrängt wären. Auch so konnte eine Verminderung der Entladungsgeschwindigkeit zu Stande kommen, indem nun das Gas vorzugsweise an solchen Stellen leitend gemacht wäre, wo das elektrische Potentialgefälle verhältnissmässig gering war.

Um die hier hervortretende, ganz abgesehen von der vorliegenden Untersuchung bedeutungsvolle Frage zu entscheiden, ob die Becquerelstrahlen eine Ablenkung durch magnetische Kräfte erfahren, benutzten wir die Phosphorescenz des Baryum-

platincyanürs. Wir brachten wiederum die Substanz in das erwähnte Schälchen, schlossen nun aber den Recipienten in etwa 15 mm Höhe über diesem durch eine 0,1 mm starke Aluminiumplatte, durch die wir die Strahlen ins Freie treten liessen, luftdicht ab, und stellten durch Evacuiren den gleichen Druck, wie bei dem oben beschriebenen Versuch her. Legten wir nun auf die Aluminiumplatte einen kleinen Leuchtschirm aus Baryumplatincyanür, so war auf diesem im völlig dunkelen Zimmer ein Lichtfleck, herrührend von der Strahlung des Inhaltes der Schale, deutlich sichtbar. Bei Erregung des Magnetfeldes behielt er seine Lage unverändert bei, auch wenn wir den Gasdruck soweit erniedrigten, dass in einem zugleich an die Pumpe angeschlossenen Geissler'schen Rohre durch die Entladung eines Inductoriums lebhafte Kathodenstrahlen entwickelt wurden.

Die Becquerelstrahlen erfahren demnach keine Ablenkung durch magnetische Kräfte, die mit der der Kathodenstrahlen vergleichbar wäre, stimmen also auch in dieser Beziehung — wie in allen übrigen bis jetzt bekannten Eigenschaften — mit den Röntgenstrahlen überein.

Die durch sie bewirkte Leitfähigkeit der Luft wird, wie in anderen Fällen der Entladung durch verdünnte Gase, bei einem Druck von etwa 1 mm durch Erregung eines magnetischen Feldes vermindert.

Wolfenbüttel, April 1899.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 8.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 19. Mai 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Vor Eintritt in die Tagesordnung macht der Vorsitzende davon Mittheilung, dass die Gesellschaft durch den Tod ihres langjährigen Mitgliedes

Professor Dr. **C. Lange**

einen schmerzlichen Verlust erlitten hat. Die Anwesenden erheben sich zu ehrendem Angedenken des Verstorbenen von ihren Sitzen.

Hr. E. Warburg berichtet dann ausführlich über den Inhalt der in der letzten Sitzung schon vorgelegten und in der vorigen Nummer der Verhandlungen der Gesellschaft bereits abgedruckten Mittheilung der Herren **J. Elster** und **H. Geitel**

über den Einfluss eines magnetischen Feldes auf die durch die Becquerelstrahlen bewirkte Leitfähigkeit der Luft,

und zeigt bei dieser Gelegenheit einige von den genannten Herren ihm angegebene Versuche mit einem Radiumpräparat in Papierhülle, welches von Hrn. Dr. F. Giesel in Braunschweig herrührte und von den Herren Elster und Geitel freundlichst zur Verfügung gestellt war.

1. Ein Baryumplatincyanürschirm fluorescirte (im Dunkeln sichtbar), wenn das Präparat an seine Hinterseite gehalten wurde.

2. Mit einem Elektroskop wird eine Metallplatte I verbunden, welcher eine zur Erde abgeleitete Platte II einige Centimeter weit entfernt gegenübersteht. Das Präparat, auf die Platte I gelegt, führt die Entladung des Elektroskopes in einigen Secunden herbei.

3. Demonstration einer Silhouettenphotographie, hervorgebracht durch die von dem Präparat ausgehenden Strahlen nach einigen Minuten Expositionszeit, wobei die Strahlen durch Messingschablonenblech gehen mussten.

Hr. E. Warburg legt dann eine Abhandlung des Hrn. **H. Ebert** vor, betreffend

Rückstosswirkungen elektrischer Wechselstromentladungen.

Hr. **M. Thiesen** berichtet darauf nach gemeinsam mit Hrn. **K. Scheel** angestellten Versuchen über

eine Bestimmung der Spannkraft des Wasserdampfes bei und in der Nähe von 0°.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. A. Winkelmann in Jena.

Rückstosswirkungen elektrischer Wechselstromentladungen; von H. Ebert.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Mai 1899.)

(Vgl. oben p. 140.)

In der Sitzung vom 3. März 1899 hat Hr. F. Neesen[1]) der Deutschen physikalischen Gesellschaft eine Mittheilung vorgelegt, in der er interessante Versuche über eigenthümliche Hemmungserscheinungen beschreibt, welche eine bewegliche Kathode in einem gasverdünnten Raume bei sehr tiefen Drucken erfährt. Am Schlusse der genannten Mittheilung (p. 72) kommt Hr. Neesen auf die von mir beschriebene Erscheinung[2]) zu sprechen, bei der die Elektroden einer Gasentladung einen sehr deutlichen Rückstoss, welcher selbst die elektrostatische Anziehung derselben überwindet, erfahren, wenn rasch alternirende Entladungen auf ihnen abwechselnd Glimmlichtschichten ausbilden, welche mit ihren Vorderseiten bis etwa in die Mitte des Elektrodenabstandes vordringen. Nachdem Hr. Neesen eingangs constatirt hat, dass diese Erscheinung nicht mit bereits früher beobachteten Repulsionserscheinungen der Kathode, weder mit den von Crookes, noch den von Puluj oder Zöllner beschriebenen identisch sein kann, kommt er am Schluss zu der Ansicht, dass die von mir gefundene Erscheinung auf Luftbewegungen beruhe, welche infolge der Erwärmungen des Gases in dem Raume zwischen den Elektroden entstehen müssen; ich dagegen hatte in der genannten Arbeit näher zu begründen gesucht, dass es nachdauernde elektrische Ladungen in den von Glimmlicht durchsetzt gewesenen Theilen des Gases seien, welche bei gleichen, wahrscheinlich positivem Vorzeichen diese rückstossende Wirkung aufeinander und damit auch auf die Elektroden selbst ausüben. Bei der

1) F. Neesen, Verhandl. d. Deutschen physikal. Gesellsch. 1. Nr. 8. p. 69—73. 1899.

2) H. Ebert, Sitzungsber. der mathem.-physikal. Klasse d. k. bayer. Akad. d. Wissensch. 29. p. 23. 1899.

Discussion der mannichfachen Einwände, die man etwa gegen diese Auffassung des Phänomens geltend machen könnte, bin ich auf die mechanische Wirkung der durch die Erwärmung der Elektroden und der Gasstrecke hervorgerufenen Circulationen in dem Gas nicht näher eingegangen, weil sie, wie ich glaube, gerade die umgekehrte Wirkung, nämlich eine Annäherung, nicht aber eine Repulsion der beiden in der grossen Glaskugel befindlichen Elektroden herbeiführen müssten.

Geht zwischen zwei vertical stehenden plattenförmigen Elektroden, die in nicht zu grossem Abstande einander gegenüber stehen, eine kräftige Entladung über (wobei wir uns die Rückseiten mit Glimmer bedeckt denken, sodass die Entladung nur an den einander gegenüberstehenden Seiten auftritt, wie es bei den Versuchen meist der Fall war), so wird die zwischenliegende Gasmasse von der Entladung erwärmt und steigt in die Höhe; kältere Gasmassen dringen von unten nach und es entsteht in dem weiten Entladungsgefässe, welches ich benutzte, eine regelmässige Circulation in dem angedeuteten Sinne. Hierbei kann es nicht fehlen, dass von den Gasströmungen, welche auch in den benachbarten Gasschichten erregt werden, und die alle von unten her gegen den Zwischenraum zwischen den Elektroden zusammenfliessen, die äussersten nicht mehr in das Innere zwischen die Elektrodenplatten gelangen, sondern von aussen her gegen diese Platten strömen und diese gegeneinander zu schieben suchen. Schon Magnus[1]) hat diese Ansaugungen in einem Luftstrome gelegentlich untersucht. Wie stark die ansaugende Wirkung eines solchen aufsteigenden, wenn auch nur schwachen Luftstromes auf zwei verticale in denselben tauchende, leicht bewegliche Platten ist, davon kann man sich leicht überzeugen, wenn man die von mir angegebene Vacuumdrehwaagenanordnung in vergrössertem Maassstabe in freier Luft mit der folgenden Modification nachahmt: An einem Coconfadenbündel wird eine Nadel (am besten eine magnetisirte Stahlnadel, um dem Ganzen eine bestimmte Directionskraft zu ertheilen), welche an dem einen Ende eine Aluminiumkreisscheibe trägt, aufgehängt und so ausbalancirt, dass sie horizontal schwebt. Die untere Hälfte des Randes

1) G. Magnus, Pogg. Ann. 88. p. 1. 1853.

der vertical stehenden Platte trägt auf der einen Seite einen mittels Draht befestigten, dem Rande in einiger Entfernung parallel laufenden, mit Alkohol angefeuchteten Wattedocht. Eine gleiche, auf einem Aluminiumstiel befestigte Platte wird, mit einem gleichen Docht versehen, der Drehwaagenplatte in ihrer Ruhelage gegenübergestellt. Zündet man bei völliger Ruhe der umgebenden Luft die beiden Dochte an, so bekleiden die Vorderflächen der Platten Flammen von flachgedrückter Form, welche die Luft hier stark erwärmen. Dieselben entsprechen den erhitzenden Glimmlichtschichten bei meinem Versuche. Die Platten werden aber nicht durch die heisse, sich ausdehnende Luft auseinander getrieben, sondern im Gegentheil selbst aus grösseren Entfernungen zu einander hingezogen; die bewegliche legt sich ganz fest an die feste an, soweit dies die Dochte zulassen. Die heisse Luft entweicht eben nach oben, und durch den nachdringenden Luftstrom entsteht eine kräftige ansaugende Wirkung. Der Versuch eignet sich geradezu als Demonstrationsversuch dieser Saugwirkung.

Etwas ganz Aehnliches, wenn auch mit Rücksicht auf den niedrigen Gasdruck mit viel geringerer Intensität, müsste bei den von mir beschriebenen Vacuumversuchen stattfinden. Jedenfalls ist aber die Rolle, welche diese Gasströmungen hier überhaupt spielen, eine ganz untergeordnete. Will man trotzdem diesen Strömungen irgend eine Rolle bei meinen Versuchen zusprechen, so könnten sie nur die elektrostatische Anziehung verstärkt haben, niemals aber eine rückstossende und noch dazu eine so ausgesprochene und kräftige Wirkung ausgeübt haben. Hieran wird augenscheinlich nichts durch den Umstand geändert, dass die besonders starke Wärmewirkung der Glimmlichtschicht abwechselnd bald auf der einen, bald auf der anderen Seite der Mittelebene zwischen den Elektrodenplatten auftritt. Denn selbst angenommen, dass die nachströmende kalte Luft während der Zeit, in der der Wechselstrom durch seinen Nullwerth hindurch geht, also überhaupt keine Entladung stattfindet, und in der er dann bis zu einem solchen Spannungswerthe gelangt ist, dass diese eben wieder einsetzt, noch nicht im Stande gewesen wäre, die durch die vorhergehende Erhitzung herbeigeführte Luftverdünnung, von der Hr. Neesen, p. 73, spricht, wieder auszugleichen, so würde

ja die benachbarte Luft bei ihrer Expansion eine viel geringere rücktreibende Kraft auf die Elektroden als bei dauerndem Glimmen ausüben können, eben weil ein Theil der zwischen den Elektroden befindlichen Luft noch im Zustande der Verdünnung begriffen ist. Der aërostatische Druck der umgebenden Gasmassen müsste dann die Elektroden erst recht gegeneinander führen.

Ist daher die Zurückführung der thatsächlich beobachteten Repulsionserscheinung auf Wärmewirkungen der erhitzten Gasschicht schon aus rein mechanischen Gründen nicht möglich, so spricht noch ein anderes, sehr wesentliches Moment dafür, dass es elektrische Vorgänge sind, welche in erster Linie ins Spiel treten. Würde von dem Augenblicke an, in welchem die abwechselnd ausgebildeten Glimmlichtschichten der Wechselstromentladung sich bei fortschreitender Evacuation zu berühren scheinen, eine erhitzte Gasmasse zwischen den Elektroden hin und her geworfen, so müsste die Entladungsspannung sinken. Denn es ist bekannt, dass die zum Einsetzen der Entladung nöthige Spannungsdifferenz niedriger wird, wenn die Elektroden und der Gasraum erwärmt werden. Gerade das Umgekehrte tritt aber in dem vorliegenden Falle ein. In einer früheren Arbeit[1]) habe ich u. A. auch mit Hülfe einer beweglichen Elektrode, welche an eine feststehende herangeführt wurde, gezeigt, dass in dem genannten Falle die Entladungspotentiale erheblich steigen. Die Erhitzungen des Gases können also auch aus diesem Grunde nur eine ganz nebensächliche Rolle spielen, die ganze Erscheinung hat vielmehr vollkommen das Gepräge einer Nachwirkung des rein elektrischen Theiles des Entladungsvorganges.

1) H. Ebert, Sitzungsber. d. math.-phys. Kl. d. k. bayer. Akad. d. Wissensch. 28. p. 497. 1898.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 9.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 2. Juni 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **E. Pringsheim** referirt in ausführlicher Weise über die von Lord Kelvin[1]) neuerdings veröffentlichte Abhandlung:

The Age of the Earth as an Abode fitted for Life.

Hr. **F. S. Archenhold** spricht dann

über den Swift'schen Kometen 1899 a.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. Th. W. Engelmann, Berlin NW, Neue Wilhelmstr. 15.

Hr. Privatdocent Dr. Oscar Knoblauch, Leipzig, Mozartstr. 19.

Hr. Prof. Dr. Hallwachs, Dresden-Altstadt, Schweizerstr. 14.

Hr. Dr. Day, Charlottenburg, Physikal.-Techn. Reichsanstalt.

Sitzung vom 16. Juni 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Vor Eintritt in die Tagesordnung theilt der Vorsitzende mit, dass er der Royal Institution in London am 5. Juni zu ihrer Centenarfeier folgendes Telegramm gesandt habe:

Der Royal Institution of Great Britain gratulirt herzlich zur Centenarfeier die Deutsche Physikalische Gesellschaft und gedenkt dabei der grossen Vorgänger Davy und Faraday, sowie des grossen Nachfolgers Lord Rayleigh.

1) Lord Kelvin, Phil. Mag. 47. S. 66—89. 1899.

Hr. **Wehnelt** (a. G.) zeigt in einem von vielen Experimenten begleiteten Vortrage

einige neuere Versuche über den elektrolytischen Unterbrecher.

Hr. **M. Eschenhagen** spricht darauf

über erdmagnetische Intensitätsvariometer

und demonstrirte einige dieser Apparate.

Hr. **J. Edler** berichtet dann

über Untersuchungen des Einflusses der vagabondirenden Ströme elektrischer Strassenbahnen auf erdmagnetische Messapparate.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Privatdocent Dr. Schenck, Marburg (Hessen), Universitätsstr.

Ueber erdmagnetische Intensitätsvariometer; von M. Eschenhagen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 16. Juni 1899.)

(Vgl. oben S. 146.)

Zur Messung der zeitlichen Variationen der erdmagnetischen Kraft benutzt man den Vergleich mit einer compensirenden Kraft, z. B. den Stabmagnetismus und die Directionskraft der bifilaren Aufhängung. Beide genannte Kräfte sind nicht frei von Aenderungen mit der Zeit und zeigen einen erheblichen Einfluss der Temperatur.

Die Torsionskraft einer unifilaren Suspension ist mit Vortheil erst seit der Erfindung der Quarzfäden zu verwenden. Die gewöhnlich zu Magnetometern benutzten Magnetsysteme und Gehänge, welche mindestens 20—30 g wiegen, sind für Aufhängung an Quarzfäden nicht geeignet, da man zu starke Fäden wählen müsste. Es sind daher auf meine Veranlassung von der Firma O. Töpfer in Potsdam Magnetometer gebaut worden, die mit leichtem (ca. 1,5 g schwerem) Magnetsystem versehen sind und ausserdem vor den bisherigen Instrumenten eine Reihe von Vortheilen bieten. Hierher ist zu rechnen: eine leichte Zugänglichkeit des Magnetsystems, Festklemmung der unteren Suspension, sodass man leicht Verstellungen der Spiegel vornehmen kann, ferner beliebig justirbare Dämpfung, endlich ein für photographische Registrirung nothwendiger Mirenspiegel, der leicht, aber sicher verstellbar ist. Das Magnetsystem trägt zwei, unter einem gewissen Winkel gegeneinander geneigte Spiegel, wodurch der Umfang der Registrirung auf das Doppelte gebracht wird. Der Magnet besteht aus einer 25 mm langen, gut gehärteten Uhrfederlamelle, die ebenfalls auf der Axe des Systems drehbar ist. Das ganze, aus Aluminium gefertigte Gestell wird mittels eines Doppelhakens an den Querstift der unteren Suspension gehängt.

Man kann nunmehr das leichte System an einem hinreichend dünnen Quarzfaden aufhängen, um es z. B. noch als

Declinatorium ohne allzu grossen Torsionscoefficienten zu verwenden. Um es aber als Intensitätsvariometer zu benutzen, wählt man den Quarzfaden nicht zu dünn, etwa $^1/_{10}$ bis $^1/_{20}$ mm stark, und tordirt das obere Ende solange, bis der Magnet senkrecht zum magnetischen Meridian steht. Ist α der Winkel, um welchen das obere Ende des Fadens gegen das untere verdreht ist, φ der Winkel, welchen die Nadel mit dem Meridian bildet, $\varkappa$ die Torsionskraft, M das magnetische Moment und H die horizontale Intensität, so besteht bekanntlich die Gleichung

$$MH \sin \varphi = \varkappa \alpha,$$

deren Richtigkeit auch für Werthe von $\alpha > 360^0$ experimentell nachgewiesen wurde. Durch Differentiation erhält man für den Fall $\varphi = 90^0$:

$$\frac{\partial H}{H} = \frac{\partial \alpha}{\alpha},$$

welche Gleichung für den Fall kleiner Variationen ausreichend ist. Je grösser α, je dünner also der Faden, desto empfindlicher das Instrument. Für $\alpha = 60^0$ erhält man etwa die vielfach übliche Empfindlichkeit von 0,00005 C.G.S. für eine Bogenminute. Ich habe zeitweise mehr als drei volle Umdrehungen verwendet, und damit dem Instrument eine etwa 20 mal grössere Empfindlichkeit gegeben, als die oben genannte und diese Empfindlichkeit mit Vortheil zum Studium der allerkleinsten Bewegungen des Erdmagnetismus verwendet.[1]) Der Einfluss der Temperatur wurde bisher nur annähernd als nicht sehr gross bestimmt. Man kann naturgemäss ein so hoch empfindliches Instrument nicht ohne die Gefahr des Umschlagens bei grossen Variationen stehen lassen, sodass man auf die fortlaufende Ermittelung absoluter Werthe in diesem Falle verzichten muss.

Es giebt aber ein einfaches Mittel, um ein unempfindliches Instrument in ein empfindliches zu verwandeln und umgekehrt, welches, soweit mir bekannt, bisher bei Intensitätsvariometern noch nicht verwendet worden ist, nämlich die Anwendung eines festen Richtmagnetes parallel der Nadel und unterhalb derselben. (Dasselbe dürfte auch bei jedem Bifilar-

1) M. Eschenhagen, Sitzungsber. d. k. Akademie d. Wissensch. zu Berlin, 32. 24. Juni 1897.

magnetometer anwendbar sein.) Sind die Pole des Richtmagnetes denen der Nadel gleichgerichtet, so wird das Instrument empfindlicher, bei entgegengesetzter Lagerung unempfindlicher. Ist m das Moment des Richtmagnetes, e sein Abstand von der Nadel, ε der (kleine) Winkel, welchen beide einschliessen, so gilt die Bedingungsgleichung:

$$MH \sin \varphi = \varkappa \alpha + \frac{Mm}{e^3} \sin \varepsilon .$$

Durch Differentiation und unter Berücksichtigung, dass in der normalen Lage $\varphi = 90$, $\varepsilon = 0$, $\partial \alpha = \pm \partial \varepsilon$ ist, erhält man die für kleine Variationen gültige Formel:

$$\frac{\partial H}{H} = \left\{ \frac{1}{\alpha} \pm \frac{m \sin 1'}{H e^3} \right\} \partial \alpha .$$

Durch Veränderung des Abstandes oder Anwendung verschieden starker Richtmagnete kann man den Scalenwerth beliebig variiren, sodass man z. B. für gewöhnlich die übliche normale Empfindlichkeit benutzen, diese aber für gewisse Untersuchungen beliebig erhöhen kann. Man kann die Variation des Drehungsmomentes der Richtmagnete auch durch Anwendung zweier sich kreuzender Magnete erzielen. Die Prüfung des Scalenwerthes erfolgt am besten durch Ablenkungsbeobachtungen mittels eines kleinen Hülfsmagnetes, der an der anzuschraubenden Schiene in entsprechender Entfernung angesetzt wird und dessen Moment durch Ablenkungen aus gleicher Entfernung an einem Declinationsmagnetometer mit gleichgestalteter Nadel bestimmt wird. Ist n die doppelte Ablenkung am Declinatorium in Scalentheilen, n' die entsprechende am Intensitätsvariometer, so ist bekanntlich der Scalenwerth bestimmt durch den Quotienten n / n', in absolutem Maass ist derselbe $H/2a \,.\, n/n'$, worin a den Scalenabstand des Declinationsvariometers bedeutet.

Ueber die zeitlichen Veränderungen der Torsionskraft des Quarzfadens liegen bis jetzt noch keine abschliessenden Erfahrungen vor, man macht zunächst in den ersten Tagen nach der Justirung die Beobachtung, dass eine schwache Verminderung eintritt, sodass man den Torsionswinkel um einen geringen Betrag vergrössern muss, um die Nadel wieder auf die normale Stellung zu bringen, diese Nachwirkung scheint aber

in wenigen Tagen ganz zu verschwinden. Besondere Sorgfalt muss allerdings auf gutes Befestigen des Quarzfadens verwendet werden, was vortheilhaft zwischen zusammenschraubbaren Backen geschieht. Durch Klemmen der unteren Suspension erreicht man eine Transportfähigkeit des Instrumentes, ohne den Faden austordiren zu lassen. Es kann daher sofort an einem anderen Orte wieder in Gebrauch genommen werden, wofern man nur die richtige Orientirung senkrecht zum Meridian wieder herstellt, was mit Hülfe von entsprechenden Linien auf dem Pfeiler und der parallel der Nadel gestellten Ablenkungsschiene geschieht. Zwei solche Instrumente sind im September 1898 in Potsdam verwendet, um die rechtwinkeligen astronomischen Componenten des Erdmagnetismus — nicht Declination und Horizontal-Intensität — aufzuzeichnen, indem die Nadeln durch Torsion in die astronomische Nord-Süd oder Ost-West-Richtung gedreht wurden. Die gleiche Empfindlichkeit muss in diesem Falle durch entsprechende Wahl der Fäden erzielt werden.

Ein sehr wichtiges Hülfsmittel zum Studium der erdmagnetischen Variationen ist die photographische Registrirung. Wenn dieselbe auch bereits seit 40 Jahren für diesen Zweck im Gebrauch ist, so ist dieselbe wegen des verhältnissmässig umständlichen Apparates doch kaum ausserhalb der magnetischen Observatorien angewendet worden. Der neue Apparat, der ebenfalls von der obengenannten Firma gearbeitet ist, besitzt eine handliche, leicht transportable Form, seine Walze läuft entweder in 2 Stunden oder in 24 Stunden einmal herum, sodass die Stunde entweder 24 cm oder 20 mm Abscissenlänge besitzt. Die Aufstellung des Apparates und des Magnetometers, die Justirung der Lichtbilder ist eine einfache, man gewinnt eine solche Uebung darin, dass bei Neuaufstellung weniger als eine Stunde Zeit erforderlich ist, vorausgesetzt, dass man die richtigen Abstände und Pfeilerhöhen bereits kennt. Trotz der hohen Empfindlichkeit des Bromsilberpapiers der Firma Stolze & Co. in Charlottenburg ist es doch nicht nöthig, ganz im Dunkeln zu arbeiten, es genügt die Fensterläden zu schliessen und den Apparat mit rothem Stoff zu umgeben oder Fenster und Thüren damit zu verhängen.

Durch die Registrirung der Schwankungen hochempfindlicher Magnetometer ist es gelungen, zu zeigen, dass die Ver-

änderungen des Erdmagnetismus häufig durch Impulse in Intervallen erfolgen, deren geringste Dauer etwa 15 sec, meist 30 bis 40 sec beträgt. Es ist indess nicht ausgeschlossen, dass noch schnellere Impulse vorhanden sind, deren Aufzeichnung aber nicht möglich ist, weil die beschriebenen Variometer den Impulsen mit kürzeren Intervallen als ihre Schwingungsdauer beträgt nur unvollkommen folgen werden.

Es ist aber möglich, derartige Schwankungen durch ein indirectes Verfahren zu beobachten, nämlich durch die Induction in geschlossenem Stromkreise. Die erste Anregung dazu ist von WERNER v. SIEMENS ausgegangen, welcher veranlasste, dass auf der deutschen Polarstation zu Kingua-Fjord ein grosser Stromkreis auf dem Eise ausgebreitet wurde. In diesem, durch ein Galvanometer geschlossenen Kreise beobachtete der Leiter der Station, Hr. Dr. W. GIESE, ziemlich starke Ströme, die einen gewissen Zusammenhang mit den Variationen der Verticalintensität zeigten. Ist nämlich f die Fläche des Stromkreises, ΔZ die Variation der Verticalcomponente in der Zeit Δt, so ist die im Stromkreise inducirte elektromotorische Kraft $e = f.(\Delta Z/\Delta t)$. Die in einem bestimmten Zeitintervall gemessene mittlere Stromstärke (das Integral) giebt also ein Maass für die in derselben Zeit aufgetretene Veränderung der Verticalcomponente. Es gelang Hrn. W. GIESE diese Proportionalität hinreichend sicher nachzuweisen.

Seitdem diese Resultate bekannt wurden, habe ich den Vorschlag gemacht[1]), an Stelle des grossen Stromkreises eine grosse Spule zu verwenden, welche den Vortheil bietet, dass man je nach der Orientirung eine beliebige Componente des Erdmagnetismus untersuchen kann. Eine Ausführung dieses Versuches ist nun erst im Jahre 1898 von uns unternommen, als es sich darum handelte, die Ausbreitung der vagabundirenden Ströme elektrischer Bahnen zu untersuchen. Im Frühjahr 1898 theilte mir H. EBERT aus Kiel mit, dass er mit vorzüglichem Erfolge die Inductionswirkung dieser Ströme in der Spule eines grossen Elektromagneten habe beobachten können. Es wurde infolge dessen eine grosse Spule hergestellt, die aus rund 3000 Windungen eines 2 mm

1) M. ESCHENHAGEN, Deutsches Polarwerk 1. p. 597. 1886. ASHER & Co.

starken Drahtes von 20 Ohm Gesammtwiderstand bestand. Sie besass einen aus Lamellen bestehenden Eisenkern von 48 kg Gewicht und 45 cm Länge. Die Versuche mit diesem Instrument waren insofern erfolgreich, als es gelang die Inductionswirkung jener vagabundirenden Ströme nach Richtung und Stärke zu bestimmen, leider aber war die Ruhelage des benutzten Du Bois-Rubens'schen Galvanometers derart unsicher, dass es bis jetzt nicht möglich war, die Wirkung der langsamer verlaufenden erdmagnetischen Impulse von den Schwankungen der Ruhelage zu trennen. Wenn es gelungen sein wird, das Galvanometer mit einem stabileren System zu versehen, sollen diese Versuche, welche wegen anderer, dringlicherer Arbeiten abgebrochen werden mussten, wieder aufgenommen werden.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 10.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 30. Juni 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der Vorsitzende gedenkt des schweren Verlustes, den die Gesellschaft durch das am 19. Juni erfolgte Hinscheiden ihres langjährigen Mitgliedes

Eugen von Lommel,

Professor an der Universität in München,

erlitten hat. — Die Anwesenden ehren das Andenken des Gestorbenen durch Erheben von ihren Sitzen.

Hr. **F. Kohlrausch** spricht dann einen

Nachruf auf G. Wiedemann.

Hr. **H. du Bois** macht nach gemeinsam mit Hrn. **A. P. Wills** angestellten Versuchen Mittheilungen

über die kryogene und thermometrische Verwendung des Kohlensäureschnees.

Hr. H. du Bois spricht dann nach Versuchen der Herren **A. P. Wills** und **O. Liebknecht** über

moleculare Susceptibilität paramagnetischer Salze.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. Mack in Stuttgart.

An Stelle des Berlin verlassenden Hrn. W. Kaufmann wird Hr. H. Starke zum Bibliothekar gewählt.

Am 17. Juni wurde an Hrn. W. Voigt in Göttingen gelegentlich der dortigen Enthüllung des Gauss-Weber-Denkmales folgendes Telegram abgesandt:

Zu der Enthüllung des Gauss-Weber-Denkmales, durch welches eine der stolzesten Erinnerungen Göttingens und Deutschlands verkörpert wird, sendet herzlichen Glückwunsch

Die Deutsche Physikalische Gesellschaft.

Gustav Wiedemann.

Nachruf.

Gesprochen am 30. Juni 1899 in der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft von Friedrich Kohlrausch.

(Vgl. oben S. 158.)

Wenn es einer Gesellschaft wie der unsrigen auch gelingen kann und gelingen soll, sich im Alter jugendfrisch zu erhalten, so wird doch das schmerzlichste Zeichen der vorgerückten Jahre auch ihr nicht erspart, nämlich das rasche Anwachsen der Liste, welche die Namen der geschiedenen Freunde verzeichnet.

In Gustav Wiedemann betrauern wir den Verlust eines unserer ältesten Mitglieder. Gehörte er, der, als die Physikalische Gesellschaft gegründet wurde, noch junger Student war, auch nicht zu ihren Stiftern, so schloss er sich doch der Gesellschaft sehr bald an und wird schon vor jetzt 50 Jahren in dem ersten Bande der „Fortschritte" unter den Mitarbeitern aufgezählt. Und beinahe ein Vierteljahrhundert lang ist der Dahingegangene durch ein besonders nahes Verhältniss mit uns verbunden gewesen: sein Name und der der Physikalischen Gesellschaft standen nebeneinander auf jedem Titel der bedeutendsten Zeitschrift unseres Faches, unserer Annalen. Wir freuen uns, dass es ihm und uns vergönnt war, dieses Verhältniss bis in das Jahr der Verjüngung und Erweiterung der Gesellschaft fortgesetzt zu sehen.

Eine hochbedeutende einflussreiche Stellung war der Redaction der Annalen überlassen, denn sie allein repräsentirte in sichtbarer Weise das Band, welches die Physiker deutscher Sprache umfasste. Manche unter uns entsinnen sich der Sorge, welche nach Poggendorff's Tode verbreitet war, ob es möglich sein werde, das von ihm zur Blüthe gebrachte, in 160 Bänden mit wachsendem Erfolge geleitete Unternehmen

ungeschädigt weiter zu führen. Wir schulden und zollen dem nun Geschiedenen von Herzen Dank, dass es vor allem ihm durch hingebende Arbeit, verbunden mit dem richtigen Maass von Autorität und Entgegenkommen gelungen ist, dem kostbaren Gemeingut der deutschen Physik seine alte Bedeutung bis zu dem Zeitpunkte zu erhalten, wo von nun an die weitergreifende Organisation unserer Gesellschaft eine von der Person unabhängige Grundlage der Gemeinschaft deutscher Physiker darstellt. Zweimal hat die öffentliche Aussprache des Dankes durch die urtheilsfähigen Mitarbeiter an der Redaction dem Geschiedenen eine besondere Freude bereitet: zuerst durch Hermann von Helmholtz im fünfzigsten von Wiedemann herausgegebenen Bande der Annalen und vor zwei Jahren durch Max Planck in dem Bande, welcher bei der Feier des 50jährigen Doctorjubiläums als Ehrengabe überreicht wurde.

Es geziemt sich, nachdem nunmehr der Arbeit das Ziel gesetzt worden ist, dass dieser Dank an der Spitze eines Nachrufs durch unsere Gesellschaft noch einmal seine Stelle findet.

Gustav Heinrich Wiedemann, zu Berlin in der alten Leipziger Strasse Nr. 14 am 2. October 1826 geboren, stammte aus einer kaufmännischen Familie. Seinen Vater August Wiedemann verlor er schon im zweiten Lebensjahre, im fünfzehnten wurde ihm auch die Mutter entrissen. Nach einigen Jahren Aufenthalts im grosselterlichen Hause war er von 1843 an bereits als Gymnasiast auf ein selbständiges Leben angewiesen, freilich eine Stütze, auch eine mit Dank anerkannte Anregung in wissenschaftlicher Richtung an seinem älteren Verwandten geniessend, dem bekannten Mechaniker Grüel, dem Erfinder mancher bei dem physikalischen Unterricht viel gebrauchter kleiner Instrumente.

Mit anderen in die Naturwissenschaft übergegangenen Zeitgenossen theilte Wiedemann den Vorzug der Erziehung am Köllnischen Realgymnasium, an dem August als Director, der jüngere Seebeck als Lehrer der Physik wirkte. Das besondere Interesse des Schülers richtete sich auf die Chemie; „trotz wohlberechtigtem Verbot stellte ich damals schon chemische Reactionen an", erzählt er. Später unterstützte der

Schüler den Lehrer der Chemie Robert Hagen bei der Darstellung von Präparaten.

1844 bezog Wiedemann die Universität Berlin, wo er bis zur Promotion im Jahre 1847 verblieb. Er begann, wie er schreibt, „in der wohlüberlegten Absicht, als Hülfsfächer erst die Chemie und die Mathematik gründlich zu studiren und später sich der Physik zu widmen". Unter seinen Lehrern nennen wir Heinrich Rose, Sonnenschein, Mitscherlich, ferner Dirichlet und Joachimsthal, Magnus und Dove. Die Wirkung des Magnus'schen Colloquiums, dieses Centrums physikalischer Erziehung, hebt er mit besonderem Danke hervor. Es war ebenfalls bei Magnus, dass er mit productiver Absicht zu arbeiten begann, und zwar zunächst chemisch an seiner Dissertation über das Biuret.

1851 erfolgte die Habilitation in Berlin auf Grund einer Untersuchung über die elektromagnetische Lichtdrehung.

In das gleiche Jahr fiel seine Vermählung mit Clara Mitscherlich, welche als treue Lebensgefährtin ihm mit einem ungewöhnlich grossen Verständniss für den Beruf des Gatten bis an sein Ende zur Seite gestanden hat.

Im Jahre 1854 vertauschte der 28jährige seine Berliner Stellung mit dem Ordinariat der Physik an der Universität Basel. Nach einer durch wissenschaftliche Arbeit reich ausgefüllten Zeit siedelte er 1863 von dort an das Carolinum in Braunschweig, dann nach kurzer Amtsdauer im Jahre 1866 zu einer fünfjährigen Thätigkeit an die Technische Hochschule in Karlsruhe über.

Die letzten 28 Jahre seines Lebens wirkte er an der Universität Leipzig, 1871 die Professur und das Laboratorium für physikalische Chemie und später nach Hankel's Rücktritt das Lehramt der Physik innehabend.

Seit dem Jahre 1889 führten die Sitzungen des Kuratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, an denen er lebhaften Antheil nahm, Wiedemann auch in amtlicher Beziehung regelmässig wieder in die Heimath. Es war bei Gelegenheit der Sitzungen des Jahres 1895, dass den Mann, der sein Leben lang, wenn auch keiner robusten, doch einer zähen Gesundheit sich erfreute, zum ersten Mal die Mahnung an die Vergänglichkeit traf. Er erholte sich zu unserer Freude von

dem ersten Stosse noch einmal zu voller Arbeitsfrische. Dann aber folgten weitere Angriffe auf die Gesundheit, die ihn im vergangenen Winter zwangen, die Vorlesungsthätigkeit einzustellen und um seine Enthebung aus der amtlichen Stellung nachzusuchen.

Erlebt hat er diese Enthebung nicht mehr, denn nach einer schweren Erkrankung ist er wenige Tage vor der wirklichen Emeritirung, am 23. März kurz vor Mitternacht, sanft entschlafen, betrauert von der Gattin, den beiden Söhnen und der Tochter mit ihren Familien.

Wiedemann's Thätigkeit ist charakterisirt durch den mit einer ungewöhnlichen Darstellungsgabe verbundenen raschen Ueberblick, mit welchem er einzelne Forschungen und grössere zusammenhängende Gebiete in sich aufzunehmen, zu verarbeiten und in einem bewundernswürdigen Gedächtniss zu behalten verstand. Dass es ihm möglich gewesen ist, Werke zu hinterlassen, die an Umfang wohl die Werke irgend eines zeitgenössischen Fachkollegen übersteigen, verdankt er dieser Fähigkeit. Aber es kam noch etwas hinzu. Ohne seine Arbeitskraft und die für einen Gelehrten beispiellose Eintheilung und Ausnutzung der Zeit hätten, neben dem Unterricht, den Facultätsgeschäften, den Arbeiten der Redaction und dem, was den Vertretern unserer Fächer ausserdem zugemuthet wird, auch die obigen Eigenschaften nicht zu allem ausgereicht.

Ich bin oft mit Wiedemann gemeinsam beschäftigt gewesen, bei den Conferenzen für die elektrischen Einheiten, bei den Sitzungen des Kuratoriums der Reichsanstalt, und habe bei diesen Gelegenheiten meistens das Absteigequartier mit ihm getheilt; man war dann nicht nur eines liebenswürdigen Gesellschafters, sondern auch eines guten Quartiers sicher, für welches er einen scharfen Blick besass. Wiedemann war stets mit Hingebung bei dem übernommenen Auftrage. Aber ausserdem liess er uns Andere oft erstaunen über die Stetigkeit, mit welcher nebenher die mitgenommenen oder ihm nachgesandten Arbeiten erledigt wurden. Wenn wir Uebrigen unser Tagewerk mit dem Frühstück anfingen, erschien er bereits mit den erledigten Correspondenzen oder Correcturen zum Absenden bereit in der Hand. Viele von uns werden in Re-

dactionssachen mit ihm verkehrt und dabei die Bereitwilligkeit anerkannt haben, mit der er diesbezügliche Fragen, wenn auch nicht immer in einer sehr leicht zu entziffernden Handschrift, aber stets aufs Pünktlichste eingehend beantwortete. Das war einer der Ausflüsse seines Arbeitsgenies.

Es würde unrecht sein, wenn nicht noch eine Charaktereigenschaft des Dahingegangenen betont würde, die seltener an die Oberfläche trat, weil WIEDEMANN als eine seinem Wesen nach entgegenkommende Natur sich ungern in Widerspruch mit einem Anderen setzte; Wenige werden ernstliche Differenzen mit ihm gehabt haben. Es giebt aber Fälle, wo, etwa im internationalen Verkehr, die Rücksicht auf die Friedlichkeit einer Discussion zurücktreten muss. Bei solchen Gelegenheiten war WIEDEMANN nicht nur immer bereit, seine überlegene Sprachgewandtheit uns Anderen zur Verfügung zu stellen, sondern er erachtete es auch persönlich als eine Ehrensache, für die als recht erkannte Meinung seine volle Kraft einzusetzen und hat dies wiederholt energisch und mit dankenswerthem Erfolge gethan.

Die wissenschaftliche Forschung WIEDEMANN's, deren Ergebnisse sämmtlich in den Annalen niedergelegt sind, bewegt sich bekanntlich grösstentheils auf dem Gebiete der Elektricität. Nur ganz selten beschäftigte er sich mit Erscheinungen, die nicht hierherein fallen und die alsdann seinem ursprünglichen Studienfach, der Chemie oder der physikalischen Chemie angehören. So in der Dissertation[1]) mit dem aus dem Harnstoff durch Abgabe von Ammoniak entstehenden „Biuret", später im Anschluss an MITSCHERLICH's Untersuchungen mit dem Dissociationsdruck des Wasserdampfes aus Hydraten zahlreicher Sulfate bei verschiedenen Temperaturen.[2]) Alle übrigen Arbeiten sind elektrischen oder magnetischen Inhalts oder haben wenigstens in irgend einem Bezuge Fühlung nach dieser Richtung.

In das Gebiet der Elektrochemie gehören die Messungen der Leitvermögen[3]) von Lösungen, sauber durchgeführt, soweit die damaligen Mittel es erlaubten, und das beste vor der Ein-

1) Pogg. Ann. **74.** p. 67. 1848.
2) l. c. Jubelbd. p. 474. 1874. 3) l. c. **99.** p. 225. 1856.

führung der SIEMENS'schen Widerstandseinheit Beobachtete enthaltend, verbunden zugleich mit Bestimmungen der Zähigkeit und mit dem Hinweis auf den Zusammenhang beider Eigenschaften. Gleichzeitig beschäftigten ihn die durch HITTORF's Arbeiten angeregten Beobachtungen der Ionenwanderung. [1]) Ebenso wie Andere hat er sich damals den HITTORF'schen Anschauungen nicht angeschlossen, aber später die an denselben geübte Kritik offen zurückgenommen. Vorausgegangen war diesen Untersuchungen das Studium der elektrischen Endosmose [2]), in welchem die Abhängigkeit des endosmotischen Druckes von der Stromstärke, der Natur der Diaphragmen und dem Gehalte der Lösungen festgestellt wurde.

Verlassen wir die Arbeiten mit chemischen Beziehungen, so haben wir aus der ersten Zeit die mittels Staubfiguren angestellten Versuche über die heterotrope Ausbreitung der Elektricität auf Flächen nicht regulärer Krystalle [3]) zu nennen, die dem Beobachter einen Zusammenhang mit der Lichtgeschwindigkeit und auch mit dem Wärmeleitvermögen aufzuweisen schien. In seiner Habilitationsschrift [4]) untersuchte WIEDEMANN die wenige Jahre zuvor von FARADAY entdeckte elektromagnetische Lichtdrehung, bestätigte deren Proportionalität mit der Feldstärke und dehnte die Beobachtungen auf Licht verschiedener Wellenlängen aus.

Allgemein bekannt ist seine, zuerst mit FRANZ ausgeführte [5]), später zu wiederholten Malen von ihm allein fortgesetzte Untersuchung über Wärme- und Elektricitätsleitung einer grossen Zahl von reinen Metallen und Legirungen [6]), welche einestheils zu der WIEDEMANN-FRANZ'schen Beziehung zwischen beiden Leitvermögen führte, andererseits Material zur Kenntniss beider Grössen lieferte, welches längere Zeit hindurch wohl als das beste anzusehen war und noch gegenwärtig nicht ohne Werth ist. Auch die Frage eines Wärmeübergangswiderstandes zwischen zwei Metallen wurde damals, mit negativem Resultat, von ihm behandelt.

---

1) Pogg. Ann. **99.** p. 177. 1856.
2) l. c. **87.** p. 321. 1852.
3) l. c. **76.** p. 404. 1849.
4) l. c. **82.** p. 215. 1851.
5) l. c. **89.** p. 497. 1853.
6) l. c. **95.** p. 337. 1855; **108.** p. 393. 1859.

In einer späteren Abhandlung[1]) werden endlich umfangreiche Versuche niedergelegt, die WIEDEMANN in Karlsruhe mit RÜHLMANN über den Durchgang der Elektricität durch verdünnte Gase zwischen kugelförmigen Elektroden anstellte, und in denen die Entladung als Function der Intensität der Elektricitätsquelle, des Druckes und der Natur des Gases, der Grösse und des Abstandes der Elektroden untersucht wird.

Man darf die Ergebnisse dieser vor 40—50 Jahren ausgeführten Arbeiten nicht alle mit modernem Maassstabe messen; die verfügbaren Hülfsmittel lagen zum grossen Theile noch recht in der Kindheit. Aber an allen Stellen erkennt man die physikalische Kritik, welcher die Methoden unterworfen werden, und gute, zum Theil die besten zeitgenössischen Resultate gehen aus den Beobachtungen hervor. Auch manche Verbesserung eines Verfahrens ergiebt sich bei verschiedenen Gelegenheiten; in der Arbeit über die Leitvermögen der Metalle z. B. wird die Methodik der Temperaturmessung mit dem Thermoelement vervollkommnet und zu diesen Messungen ein bequemes Galvanometer construirt, welches später als WIEDEMANN'sche Bussole eine vielseitige Anwendung gefunden hat.

Aber auch eine Messung mit vollkommenen Hülfsmitteln hat WIEDEMANN noch unternommen in Gestalt der Ohmbestimmung mittels der grossen Einrichtungen, welche WILHELM WEBER in Leipzig getroffen, aber zu definitiver Messung nicht benutzt hatte.[2]) Es war in hohem Maasse wünschenswerth und daher verdienstlich, dass durch diese Arbeit eine absolute Widerstandsbestimmung entstand, welche weder rasch wechselnde Ströme, noch magnetische Wirkungen aus kleiner Entfernung benutzte und daher von einigen Schwierigkeiten der übrigen Methoden frei war.

Zum Schlusse haben wir aber das eigentliche Lieblingsfeld von WIEDEMANN zu betreten, eine Reihe von Arbeiten, welche sich fast über die ganze Zeit seiner wissenschaftlichen Forschung ausdehnen und den Magnetismus der Körper betreffen. Folgen wir der Anordnung, die der Verfasser diesen

1) Pogg. Ann. 145. p. 235 u. 364. 1872.
2) Wied. Ann. 42. p. 227 u. 425. 1891.

Arbeiten im dritten Bande seines Handbuches giebt, so waren es zunächst Messungen[1]) des temporären und permanenten Magnetismus von Stahl- und Eisenstäben verschiedener Gestalt, untersucht als Function des magnetisirenden Feldes, besonders auch in sehr schwachen Feldern. Eine der späteren Abhandlungen[2]) dehnt diese Messungen auf das moderne Gebiet des magnetisirenden Kreisprocesses aus.

Der theoretische Faden, welcher diese und insbesondere die noch zu erwähnenden Untersuchungen durchzieht, ist die in der Literatur der 50er und 60er Jahre eine grosse Rolle spielende Auffassung der Eisenmagnetisirung als eines mechanisch durch die Drehung der kleinsten Theilchen bedingten Vorganges. Im Zusammenhange mit dieser Auffassung steht das von WIEDEMANN bis ins Einzelne ausgedehnte Studium verwandter Vorgänge aus den Gebieten einestheils der Magnetisirung, anderentheils der mechanischen, sei es temporären oder dauernden Deformation, insbesondere der Torsion, wobei der weitgehende Parallelismus beider Erscheinungen in einer grossen Reihe von Sätzen nachgewiesen wird.

Es gehört hierher auch die Aenderung der temporären oder permanenten Magnetisirung[3]), welche von einem durch den Stab geleiteten Strome oder von mechanischen Einflüssen, Erschütterung oder Deformation, besonders wieder von der Torsion, bewirkt wird, wobei auch das Zusammenwirken der beiden Ursachen eingehend beschrieben wird. Auch die umgekehrte Erscheinung, die Gestaltsänderung, welche durch Magnetisirung entstehen bez. modificirt werden kann, findet ihren Platz. Ferner werden die Einflüsse von Temperaturänderungen auf den permanenten Magnetismus[4]) in mannigfacher Form untersucht und in Sätze zusammengefasst.

Alle diese Erscheinungen betrachtet WIEDEMANN an der Hand der mechanischen Theorie und bringt sie hierdurch auch in gegenseitigen Zusammenhang. Es ist begreiflich, dass das Handbuch auf diese eigenen Untersuchungen ausführlich eingeht und dem Leser das Studium des Einzelnen erleichtert.

---

1) Pogg. Ann. **100.** p. 235. 1857; **103.** p. 563. 1858; **106.** p. 161. 1859; **117.** p. 193. 1862.

2) Wied. Ann. **27.** p. 394. 1886. 3) l. c. **37.** p. 610. 1889.

4) Pogg. Ann. **122.** p. 346. 1864.

Zu den interessantesten Arbeiten sind meines Erachtens die drei aus Braunschweig, Karlsruhe und Leipzig stammenden Abhandlungen[1]) zu zählen, in denen auf Grundlage der Beobachtung Gesetze für die Magnetisirung der Salze entwickelt werden, wobei, da hier die Reinheit der Körper von grosser Bedeutung ist, in WIEDEMANN neben dem Physiker der geübte Chemiker zur Geltung kommt. Die Salze werden in einer sehr grossen Anzahl von Verbindungen, sowohl gelöst, wie als feste Hydrate, sowie im wasserfreien Zustande untersucht.

In erster Linie steht der dabei aufgestellte Satz, dass „der Atommagnetismus der einer bestimmten Oxydationsstufe entsprechenden Verbindung eines Metalles, sowohl eines Sauerstoff-, wie eines Haloidsalzes, stets derselbe ist, gleichviel, ob die Salze fest, wasserfrei oder mit Wasser verbunden als Hydrate, oder auch in Lösungen untersucht wurden". Auch das Lösungsmittel zeigte keinen Einfluss, und Zersetzung durch Wahlverwandtschaft änderte nichts. Die Zahlen der Atommagnetismen werden für Eisen, Mangan, Kobalt, Nickel, Didym, Cer, Lanthan und Kupfer aufgestellt, wobei sich auch als interessant ergab, dass eine Verbindung aus zwei diamagnetischen Theilen, Kupfer und Brom, einen magnetischen Körper ergeben kann. Der Einfluss der Temperatur wird eingehend studirt und in der dritten Abhandlung werden aus dem abweichenden Verhalten Schlüsse auf den Dissociationszustand der Eisenoxydsalze in Lösung gezogen.

Wenn wir hiermit die Aufzählung von WIEDEMANN's wichtigsten Abhandlungen abschliessen, so weiss jeder von Ihnen, dass wir noch nicht am Ende der Beurtheilung von WIEDEMANN's wissenschaftlicher Thätigkeit stehen.

Als Hauptarbeit seines wissenschaftlichen Lebens hat er selbst sein grosses, zuerst als „Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus" und seit der 3. Auflage mit der Bezeichnung „Die Lehre von der Elektricität" erschienenes Werk angesehen, und mit Recht. Der Verfasser hat oft den Herzens-

1) Pogg. Ann. **126.** p. 1. 1865; **185.** p. 177. 1868; Wied. Ann. **5.** p. 45. 1878.

wunsch ausgesprochen, dass ihm noch die Durcharbeitung der 4. Auflage vergönnt sei; dieser Wunsch ist ihm erfüllt worden. In einem Nachruf haben wir dieser durch 40 Jahre seines Lebens sich erstreckenden Arbeit, deren Wirkung die darauf verwendete Mühe reich gelohnt hat, den breitesten Platz einzuräumen.

Man muss, um das Buch kennen zu lernen, die erste Auflage in die Hand nehmen, man muss, um seine Bedeutung zu beurtheilen, sich in die Zeit versetzen können, in der es zuerst erschien. Ich glaube hierzu befähigt zu sein, denn das Erscheinen fiel in die Semester meines Studiums, in denen die Raupe, welche Physiker zu werden vorhat, sich verpuppen will, nämlich in die Zeit des ersten Versuches, in das Wesen der Wissenschaft durch eigene Arbeit einzudringen.

Deutlich erinnere ich mich des Augenblicks, als ich meinem damaligen Lehrer Beetz, dem Mitbegründer unserer Gesellschaft, den Wunsch vortrug, mit dem etwas vielseitig ausblickenden, von ihm mir gestellten Thema — es war die durch Hittorf's Arbeiten gerade in den Vordergrund des Interesses getretene Ionenwanderung — vor der Inangriffnahme bekannt zu werden. Er erwiderte etwa mit den Worten: „Das wird Ihnen nicht schwer werden, denn in diesen Tagen erscheint der erste Band eines Werkes meines Freundes Wiedemann, in welchem Sie Ihren Zweck erreichen können, und bei dem der Name des Verfassers bürgt, dass das Buch sein Programm erfüllen wird.“ Das Programm war ausgesprochen mit den Worten: „Die Leistungen auf dem Gebiete der galvanischen Elektricität zu sichten und als geordnetes Ganzes darzustellen, ist der Zweck dieses Werkes.“ Dieser Satz, wenn er durch den Erfolg bestätigt wurde, versicherte den Verfasser des Dankes aller Physiker. Um das zu würdigen, muss man sich die damalige Lage des Gebietes der galvanischen Elektricität vergegenwärtigen.

Es war das Jahr 1861. Das Zeitalter, welches, im Anschluss an die Ohm'schen Gesetze, an die Entdeckung der Beziehungen des elektrischen Stromes zum Magnetismus, zu der Wärme und dem Licht, physikalisch durch die überschäumende Gährung der Elektricitätslehre charakterisirt ist, war wenige Jahrzehnte vorher angebrochen. Nennen wir unter

anderen die Capitel: Elektromagnetismus und Induction mit ihren zahllosen Einzelheiten, Diamagnetismus, Drehung der Polarisationsebene, Elektrolyse und Ionenwanderung, Weber'sches Gesetz, absolute magnetische und elektrische Maasse, auch Geissler'sche Röhre sowie Spectralanalyse, und zählen wir, wenn auch unvollständig, Namen auf, wie Gauss, Seebeck, Ampère, Davy, Ohm, Faraday, Becquerel, Poggendorff, Neumann, dann die im ersten Jahrzehnt unseres Jahrhunderts geborenen Plücker, Fechner, Wheatstone, De la Rive, Magnus, Riess, Buff, Weber und Kohlrausch, und von der grossen jüngeren Serie Siemens, Joule, Du Bois-Reymond, Helmholtz, Clausius, Beetz, Kirchhoff, Thomson, Hittorf und Wiedemann selbst, so ist das mehr als genügend, um an die Fülle von Stoff zu erinnern, der damals durchgearbeitet werden musste, wenn man ein kundiger Elektriker zu sein sich bestrebte. Man wird freilich zugeben, dass die Fülle neuer Literatur zur jetzigen Zeit wohl noch grösser ist als damals; von den Schwierigkeiten der Bewältigung des Stoffes in jener Zeit macht der jetzt Lebende sich aber doch keine Vorstellung. Angenommen selbst, dass die Literatur überhaupt zur Verfügung stand, so gab es doch noch keine Fachbibliotheken und es gab noch nicht die Sammelwerke der Autoren. Es fehlte ferner die unentbehrliche Handhabe, welche seitdem unsere Gesellschaft in den „Fortschritten der Physik" uns bei dem Aufsuchen von Literatur in so vortrefflicher Weise dargeboten hat. Nur eine ganz kurze Reihe von den Bänden, die nun einen Schrank füllen, stand damals zur Verfügung.

Und es fehlten die Handbücher des grossen Gebietes, in denen wir uns jetzt zuerst orientiren, es fehlte ihr ältestes, nämlich Wiedemann's Elektricitätslehre. Und dieses Buch erschien nun, auf eine mittlere Vorbildung berechnet, binnen drei Jahren sofort in mustergültiger Anordnung. Das Durchblättern der ersten Auflage muss Jedem, dessen wissenschaftliches Gedächtniss in jene Zeit zurückreicht, einen hohen Genuss bieten, indem es die Erinnerung an das weckt, was in der Jugend die Gedanken gefüllt hat.

Es ist aber recht und billig, dass wir uns noch einige innere Schwierigkeiten vergegenwärtigen, welche die Herstellung des klassischen Werkes zu überwinden hatte, Schwierig-

keiten, welche die Darstellung in einer Weise erschwerten, dass wir sie uns künstlich ausmalen müssen, um sie zu verstehen.

Von den fundamentalen Bindegliedern, welche jetzt das Ganze zusammenhalten, war die in der Thermodynamik seitdem ausgebildete Grundlage noch im Entstehen begriffen und keineswegs Gemeingut geworden; es fehlte für die Elektricität insbesondere noch das einheitliche Maass in zugänglicher Gestalt. Die Gesetze der Stromstärke freilich waren durch OHM und KIRCHHOFF, die Grundzüge der Messung von Strom, Spannung und Widerstand waren durch GAUSS und WEBER aufgestellt worden, aber wirklich gemessen war bisher sehr wenig in definirten Einheiten. Man wird kaum zuviel sagen, wenn man behauptet, dass absolute elektrische Messungen noch wenigen Physikern geläufig waren. Fast die einzige zugängliche Maasseinheit bildete das DANIELL-Element. Messinstrumente, die eine Stromstärke in verständlichem Maasse angeben, sind ja viel später eingeführt worden. Auch die damals üblichen Widerstandsmesser waren unbehülflich und unzuverlässig; ich erinnere mich eigener, nicht gerade fruchtbarer Bestrebungen mit Feile und Hobel zur Herstellung eines Rheostaten. Die Angaben in der Literatur über die gebrauchten Widerstandseinheiten liessen Unsicherheit von 50 Proc. und mehr. Kurz, WERNER SIEMENS hatte noch nicht durch sein Widerstandsmaass das Fundament gegeben, auf dem der praktische Ausbau der elektrischen Messungen sich später vollzogen hat.

Zugleich liegt es in der Natur der Sache, dass die Forschungen auf den grossentheils neuen Gebieten nicht immer nach einheitlichen Gesichtspunkten ausgeführt waren, sondern zum Theil naturhistorisch das Merkwürdige beschrieben, Bedeutendes und Unwichtiges durcheinander behandelnd. Zahllos waren die Aufzählungen einzelner elektrolytischer Processe oder elektromagnetischer und magnetelektrischer Einzelerscheinungen.

In diesen Zustand fiel WIEDEMANN's Unternehmen, zum ersten Mal „die Leistungen zu sichten und als geordnetes Ganzes darzustellen". Es wäre vielleicht kein Anderer im Stande gewesen, diese Aufgabe so wie er auszuführen. In klarer Darstellung, übersichtlicher Anordnung, mit eingehenden sorgfältigen

Literaturangaben versehen und in einer Vollständigkeit, die bei dieser ersten Bearbeitung besonders anerkennenswerth ist, stand das ganze grossartige Gebiet plötzlich vor unseren Augen. Welchen Dienst der Verfasser hierdurch der Physik erwiesen hat, kann mit voller Empfindung nur beurtheilen, wer selbst damals an dem Nutzen theilnehmen durfte.

Diese Arbeit hat GUSTAV WIEDEMANN durch sein Leben fortgeführt. Man kann zugeben, dass als Ganzes betrachtet, die ersten Bearbeitungen einen abgerundeteren Eindruck machen als die späteren; das Material wuchs zu überwältigend rasch zu riesigen Dimensionen an. Ohne jede Einschränkung aber wird man sagen müssen, dass in den vier Auflagen des Werkes eine Arbeit vorliegt, die ausser dem pädagogischen Verdienst, welches sie für die Vergangenheit und Gegenwart beanspruchen darf, der Zukunft eine unersetzliche Geschichte der Entwickelung der Elektricitätslehre in unserem Jahrhundert bietet.

Zur thermometrischen und kryogenen Verwendung des Kohlensäureschnees;

von H. du Bois und A. P. Wills.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 30. Juni 1899.)

(Vgl. oben S. 153.)

Da der fundamentale Tripelpunkt der Kohlensäure bei -57^0 und etwas über 5 Atmosphären Druck liegt, kann es sich beim Druck einer Atmosphäre und darunter nur um die Ermittelung der Dampfdruckcurve des festen Schnees handeln, der allein in diesem Druckbereich existenzfähig ist. Wir haben jene Curve bestimmt und beträchtliche Abweichungen von den ungefähren Angaben FARADAY's gefunden; neuere Messungen liegen unseres Wissens nicht vor. Wir bestimmten die Temperatur mittels eines Eisen-Constantan-Thermoelementes, welches wir den Hrrn. HOLBORN und W. WIEN verdanken, und für welches die von ihnen ermittelte Formel[1]) gilt; wir erhielten u. A. folgende zusammengehörige Werthe des Druckes P(mm Hg) und der Temperatur Θ (Wasserstoffthermometer):

P:	5	40	110	225	510	638	760	885
Θ:	-124^0	-112^0	-102^0	-95^0	-85^0	$-81{,}5^0$	$-79{,}2^0$	-77^0

Für den Differentialquotienten $dP/d\Theta$ ergab sich auf graphischem Wege aus einer sorgfältig aufgetragenen Dampfdruckcurve für Atmosphärendruck 55 mm Hg pro Grad. Die hieraus nach der bekannten Gleichung berechenbare Sublimationswärme des Kohlensäureschnees ergiebt eine befriedigende Uebereinstimmung mit der direct bestimmten, wie uns Hr. BEHN freundlichst mittheilte.

Obiger Werth für $dP/d\Theta$ beträgt etwa die Hälfte von demjenigen für siedenden Sauerstoff und das Doppelte desjenigen für siedendes Wasser. Die bei der Bestimmungdes Siedepunktes von Thermometern nöthige Berücksichtigung des Barometerstandes ist daher auch geboten, wenn man trockenen Kohlensäureschnee ohne weiteres zur genaueren Fixpunktbestimmung ver-

1) L. HOLBORN und W. WIEN, Wied. Ann. 59. p. 213. 1896.

wendet, z. B. bei Toluolthermometern. Dabei ist auch in diesem Falle dafür Sorge zu tragen, dass nur der eigene Dampf sich in Berührung mit der festen Phase befindet; anderenfalls erhält man unter Umständen eigenthümliche Unregelmässigkeiten, auf die zum Theil schon FARADAY hinweist.

Was die Anwendung des Kohlensäureschnees für kryogene Zwecke betrifft, so erhellt aus obiger Tabelle, dass man durch Abpumpen bis auf 5 mm Druck eine Temperatur von -124^0 erzeugt, wie auch die Hrrn. VILLARD und JARRY fanden. Bei unseren Versuchen wurde eine kleine Handölpumpe benutzt und befand sich der trockene Schnee in einem versilberten Vacuumgefäss; bei Anwendung von Vacuumpumpen grösserer Capacität würde man noch erheblich tiefere Temperaturen erreichen können.

Wir bedienten uns des Schnees insbesondere zur Abkühlung (bis auf -115^0) des intrapolaren Raumes eines grossen Ringelektromagnetes, bei dem die Wärmezufuhr durch die Metallschenkel eine Schwierigkeit bildet. Es gelang uns diese durch geeignete wärmeisolirende Unterbrechung der metallischen Continuität zu überwinden und den dadurch bedingten grösseren magnetischen Widerstand durch die verfügbare übergrosse Zahl von Ampèrewindungen ziemlich auszugleichen, sodass uns immerhin ein Feld von 37500 C.-G.-S. zur Verfügung stand. Wir maassen darin den Widerstand R, einer Wismuthspirale, und fanden bei verschiedenen Temperaturen folgende angenäherte relative Werthe:

ϑ:	0^0	-79^0	-115^0	-180^0
R:	4	6	10	230

Letztere Temperatur wurde mittels flüssiger Luft erhalten; der Widerstand bei 0^0 ausserhalb des Feldes ist als Einheit angenommen. Genauere Messungen sind in Vorbereitung.

Moleculare Susceptibilität paramagnetischer Salze; von A. P. Wills und O. Liebknecht.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 30. Juni 1899.)

(Vgl. oben S. 154.)

Zur Verwendung gelangte die von Hrn. DU BOIS[1]) angegebene Methode der unmagnetischen Lösungen, welche eine rasche und bequeme Handhabung bei Benutzung nur geringer Substanzmengen gestattet; die Genauigkeit kann fast beliebig gesteigert werden, sodass die Fehlergrenze durch die chemische Analyse der Lösung, nicht durch die Schärfe ihrer Abgleichung im magnetischen Felde gegeben ist. Es wurde meistens ein, mit einem schwach gegen die Horizontale geneigten capillaren „Steigrohre" versehener Mischapparat verwendet, in dem die zunächst etwas paramagnetische Lösung allmählich bis zum — gegen Leuchtgas abgeglichenen — völlig unmagnetischen Verhalten verdünnt wurde. Zur Herstellung unmagnetischer Lösungen lässt sich indessen auch ein geeigneter Tropfapparat verwenden; als Kriterium kommt dabei in Betracht, dass die Masse eines Tropfens unmagnetischer Lösung im ungleichförmigen Felde nicht geändert wird, oder auch, dass die Häufigkeit des Tröpfelns einer solchen Lösung im gleichförmigen Felde cet. par. die gleiche ist wie ausserhalb des Feldes. Die Capillaritätsconstante einer unmagnetischen Lösung wird im Felde irgendwie merklich nicht beeinflusst.

Der Gehalt einer unmagnetischen Lösung ist unabhängig von der zum Abgleichen benutzten Feldintensität, dagegen mit der Temperatur etwas veränderlich; wir haben daher unsere unmagnetischen Lösungen stets bei 18° hergestellt; sie sind alsdann bei höheren (niederen) Temperaturen etwas diamagnetisch (bez. paramagnetisch). Wir haben im allgemeinen die paramagnetischen Fluoride, Chloride, Bromide, Jodide, Sulfate und Nitrate der Metalle Chrom, Mangan, Eisen, Nickel, Kobalt,

1) H. DU BOIS, Wied. Ann. **35.** p. 167. 1888; **65.** p. 38. 1898.

Kupfer, Yttrium, Cer, Praseodym, Neodym und Erbyum — nach zunehmendem Atomgewichte geordnet — untersucht und geben in Tab. I einige der Resultate. Die moleculare Susceptibilität i_m des Salzes ergiebt sich aus der Gleichung:

$$i_m = m \cdot \frac{M_w}{M_s} x,$$

wo m das Moleculargewicht, M_w/M_s das Mengenverhältniss von Wasser und Salz in der Lösung bezeichnet, welches aus-

Temperatur: 18°. Tabelle I.

Name des Salzes	Formel	m	$\frac{M_w}{M_s}$	$\frac{i_m}{x}$	i_m
Chromsulfat(oxyd)	$Cr_2(SO_4)_3$	392,38	40,70	2× 7985	2×0,00598
Chromammoniumalaun	$CrNH_4.(SO_4)_2$	262,30	30,765	8070	0,00604
Chromkaliumalaun	$CrK(SO_4)_2$	283,37	29,63	8397	0,00629
Chromnitrat	$Cr(NO_3)_3$	238,22	35,28	8404	0,00630
Manganchlorür	$MnCl_2$	125,90	179,1	22540	0,01685
Manganbromür	$MnBr_2$	214,92	99,68	21420	0,01605
Mangansulfat	$MnSO_4$	151,06	132,52	20020	0,01500
Mangannitrat	$Mn(NO_3)_2$	179,08	114,3	20475	0,01535
Eisenchlorid	$FeCl_3$	162,35	112,6	18290	0,01370
Eisenbromid	$FeBr_3$	295,88	66,92	19800	0,01485
Eisensulfat(oxydul)	$FeSO_4$	152,06	111,72	16990	0,01272
Eisensulfat(oxyd)	$Fe_2(SO_4)_3$	400,18	101,06	2×20200	2×0,01512
Eisenammoniumsulfat (oxydul)	$Fe(NH_4)_2(SO_4)_2$	284,28	59,419	16890	0,01268
Eisenammoniumalaun	$Fe(NH_4).(SO_4)_2$	266,20	59,791	15915	0,01192
Eisenammoniumoxalat	$Fe(NH_4).(C_2O_4)_2$	250,08	81,745	20445	0,01530
Eisennitrat(oxyd)	$Fe(NO_3)_3$	242,12	74,49	18045	0,01352
Nickelfluorür	$NiFl_2$	96,70	61,5	5947	0,00446
Nickelbromür	$NiBr_2$	218,62	26,996	5901	0,00443
Nickelsulfat	$NiSO_4$	154,76	37,190	5755	0,00432
Kobaltfluorür	$CoFl_2$	97,00	142,6	13830	0,01037
Kobaltbromür	$CoBr_2$	218,92	63,126	13820	0,01037
Kobaltsulfat	$CoSO_4$	155,06	87,65	13590	0,01019
Kupferchlorid	$CuCl_2$	134,50	14,85	1998	0,00150
Kupferbromid	$CuBr_2$	223,52	9,428	2107	0,00158
Kupfersulfat	$CuSO_4$	159,66	18,715	2190	0,00164

schliesslich durch chemische Analyse ermittelt wurde. Mit x haben wir die specifische Susceptibilität des Wassers provisorisch bezeichnet, weil diese nicht mit der Genauigkeit bekannt ist, welche unseren Messungen entspräche. Wir geben daher in der vorletzten Spalte der Tab. I die relativen Werthe i_m/x, in der letzten Spalte die absoluten Werthe von i_m unter der Annahme $x = 0{,}75 \cdot 10^{-6}$, welche Zahl indessen um mehrere Procente falsch sein kann.

Von allgemeineren Schlussfolgerungen aus den Zahlenreihen sehen wir heute ab, da uns leider die Resultate mehrerer Analysen noch nicht zu Gebote stehen; indessen geht aus dem Mitgetheilten hervor, dass von einer unveränderlichen „Atomsusceptibilität" eines Metalles nur angenähert die Rede sein kann; ganzzahlige Verhältnisse im Sinne der Herren Jäger und Meyer[1]) scheinen nicht vorzuliegen. In Tab. II geben

Tabelle II.

Name des Salzes	Formel des wasserfreien Salzes	Verhalten der concentrirten Lösung	Verhalten des ungelösten Salzes
Berylliumnitrat	$Be(NO_3)_2$	diamagnetisch	—
Natriumchromat	Na_2CrO_4	„	paramagnetisch
Natriumbichromat	$Na_2Cr_2O_7$	„	„
Kaliumchromat	K_2CrO_4	„	„
Kaliumbichromat	$K_2Cr_2O_7$	„	„
Kaliumpermanganat	$KMnO_4$	„	„
Kaliumferrat	K_2FeO_4	paramagnetisch	„
Yttriumnitrat	$Y(NO_3)_3$	„	„
Lanthanchlorid	$LaCl_3$	diamagnetisch	—
Lanthansulfat	$La_2(SO_4)_3$	„	diamagnetisch
Cerchlorid	$CeCl_3$	paramagnetisch	paramagnetisch
Praseodymchlorid	$PrCl_3$	„	„
Neodymchlorid	$NdCl_3$	„	„
Neodymnitrat	$Nd(NO_3)_3$	„	„
„Erbyiumnitrat"	—	„	„
Thoriumnitrat	$Th(NO_3)_4$	diamagnetisch	diamagnetisch
Uranchlorid	$UrCl_5$	„	„
		gegen Luft	

1) G. Jäger und St. Meyer, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien, **106.** (2) p. 594 u. 623. 1897; **107.** (2) p. 5. 1898.

wir noch einige qualitative Bestimmungen mit den besten erhältlichen Präparaten wieder, welche zum Theil von den bisherigen Angaben abweichen, zum Theil ganz neu sind. Die Bestimmung der festen Substanz geschah, indem das Verhalten eines erbengrossen Kügelchens — wo nöthig unter Zuhülfenahme von Spuren diamagnetischen Fettes dargestellt — an einem langen Faden befestigt in der Nähe der spitzen Polschuhe eines Ringelektromagnetes beobachtet wurde.

Untersuchungen des Einflusses der vagabundirenden Ströme elektrischer Strassenbahnen auf erdmagnetische Messapparate;

von J. Edler.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 16. Juni 1899.)

(Vgl. oben S. 146.)

Nachstehende Untersuchungen wurden auf Veranlassung des Directors des Kgl. Meteorologischen Instituts, Hrn. von Bezold angestellt, welcher zum Schutz des ihm unterstellten magnetischen Observatoriums zu Potsdam Einsprache gegen die Anlage elektrischer Bahnen mit oberirdischer Stromzuleitung und Rückleitung durch die Schienen unter Mitbenutzung der Erde bis zu einer Entfernung von 15 km von dem genannten Observatorium erhoben hat.

Es wurden hierzu die von Hrn. Eschenhagen beschriebenen Apparate[1]) benutzt, nämlich in erster Linie ein empfindliches Intensitätsvariometer, welches die Störungen der senkrecht zum magnetischen Meridian verlaufenden Ströme lieferte. Die Empfindlichkeit des Magnetometers, d. h. der Betrag eines Millimeter Ordinate der Curve in absolutem Maasse, wurde durch Ablenkungen oder durch Beobachtung der Schwingungsdauer oder am einfachsten durch Vergleich der erhaltenen Curven mit den gleichzeitig in Potsdam registrirten Curven ermittelt. Es konnte somit auch die Grösse der Störung in absolutem Maasse angegeben werden.

Zwei Inductionsspulen[2]) dagegen lieferten in Verbindung mit einem Galvanometer von Dubois und Rubens zunächst relative Werthe für die Störungen durch Ströme, welche parallel zu den Windungen der Spulen verlaufen. Für den Fall, dass die Windungen senkrecht zum magnetischen Meridian stehen, ist der infolge einer schnellen Stromveränderung verursachte Ausschlag des Horizontal-Intensitätsmagnetometers

1) Eschenhagen, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch. 1899. p. 147 ff.

2) l. c. 1899. p. 151 ff.

dem in den Spulen inducirten Strome, mithin auch dem Galvanometerausschlage proportional. Der Quotient aus beiden Ausschlägen ist, wenn der Ausschlag des Magnetometers in absolutem Maasse angegeben ist, der Reductionsfactor, um die mit den Spulen erhaltenen Störungswerthe auf absolutes Maass zu bringen. Die Spulen konnten in jede beliebige Richtung gebracht werden, wodurch es möglich wurde, die Grösse der Störung für jede Stromrichtung in absolutem Maasse festzustellen.

Zur Versuchsanordnung ist noch kurz zu sagen, dass das Magnetometer und Galvanometer gleichzeitig auf demselben Bogen Bromsilberpapier ihren Stand aufzeichneten, während der feste Spiegel des Magnetometers die Basislinie gab. Die Entfernung des Magnetometerspiegels von der Walze betrug 165 cm, diejenige des Galvanometerspiegels 138 cm. Das Galvanometer stand seitlich zur Lichtlinie; ein total reflectirendes Prisma diente dazu, den Lichtstrahl zum Spiegel des Galvanometers und zurück zu leiten. Zum Schutze gegen ungenügende Verdunkelung diente ein leichtes Zelt aus rothem Stoff.

In dieser Weise wurden im Juni und Juli 1898 zuerst in Berlin, Schinkelplatz 6 und Potsdamer Str. 120 und nachher in ausgedehnterem Maasse zu Spandau an der elektrischen Strassenbahn Messungen ausgeführt.

Die dortige Bahn eignet sich besonders deshalb zu solchen Untersuchungen, weil sie im wesentlichen nur eine Richtung, von Süd nach Nord, hat, und da sich dort noch die Gelegenheit bot, auch den etwaigen Einfluss des Flusslaufes auf die vagabundirenden Ströme zu untersuchen.

Die Entfernung zwischen den beiden extremsten Punkten der Bahn beträgt ca. 5 km. Die Centrale liegt nicht weit von dem südlichen Endpunkt der Bahn bei Pichelsdorf. In der Woche cursiren zur Zeit 15 Motor- und zwei Anhängewagen, an Sonn- und Festtagen 21 Motor- und 6 Anhängewagen.

Die Zuführung des Gleichstroms geschieht in der gewöhnlichen Weise oberirdisch.

Zwei starke Kupferseile führen den Strom aus den Schienen zur Maschine zurück.

Die Spannung beträgt 500 Volt. Bei gewöhnlichem Betriebe in der Woche schwankt die Stromstärke oft schnell zwischen 35 und 150 Ampère.

Um einen Anhalt für die Stärke der Erdströme zu gewinnen, wurden vor einiger Zeit von der Direction der Bahn 5 m von der Rückleitung zwei Erdplatten versenkt, von denen die eine an die Gasleitung angeschlossen war. Aus der Gewichtsabnahme nach 96 000 Betriebsstunden ergiebt sich, dass während des Betriebes ein Strom von ca. $^1/_{1000}$ Ampère zwischen den Platten cursirte.

Westlich von der Bahn wurden in der Seeburgerstr. in 0,77 km Entfernung und nur mit den Spulen — auf dem angrenzenden Exercirplatz an fünf Punkten, die von der Bahn 0,38 bis 0,92 km entfernt waren — Messungen ausgeführt; ausserdem in Amalienhof in 3,01 km Entfernung und in Dallgow in 7,48 km Entfernung.

Ferner wurde auf dem linken Ufer der Havel zu Pichelsberg in 1,54 km Entfernung und zu Pichelswerder in 0,92 km Entfernung registrirt. An den so erhaltenen Curven wurden an verschiedenen Stellen, deren Gesammtlänge für jede Station 200 mm beträgt, die zackenförmigen Störungen einzeln ausgemessen und dann die mittlere, zur Basislinie senkrechte Entfernung zwischen zwei Umkehrpunkten der Zacken (Störungsamplitude) berechnet.

In der nachstehenden Tabelle sind zur Bezeichnung der Richtung statt der Stromrichtung die Componenten des durch den Strom hervorgerufenen magnetischen Feldes benutzt. Es bedeutet:

a_{NS} die mittl. Störungsampl. für ein Nord-Süd puls. magn. Feld

a_{OW} „ „ „ „ „ Ost-West „ „ „

a_v „ „ „ „ „ vertical „ „ „

a_{max} „ „ „ für das magn. Feld senkrecht zur Stromrichtung ($a_{max} = \sqrt{a_{NS}^2 + a_{OW}^2}$)

$1\gamma = 0{,}00001$ C.G.S.

E die nächste Entfernung von der Bahn

H die Höhe über dem Wasserspiegel der Havel.

Tabelle I.

Beobachtungsort	E	H	horizontal			vertic.	Ea_{max}	Ea_v
			a_{NS}	a_{OW}	a_{max}	a_v		
Spandau, Exercirpl.	0,38*km*	3,5*m*	3,31γ	8,94γ	9,53γ	23,17γ	3,62	8,80
„ „	0,47	3,5	2,98	7,27	7,86	17,88	3,69	8,40
„ „	0,64	3,5	2,32	5,63	6,09	10,60	3,90	6,78
„ „	0,72	3,5	1,99	4,98	5,36	7,62	3,86	5,49
„ Station	0,79	3,5	1,82	4,30	4,67	5,62	3,69	4,44
„ Exercirpl.	0,92	3,5	1,66	3,98	4,31	4,32	3,97	3,97
Amalienhof	3,01	3,5	0,74	1,10	1,38	0,95	4,00	2,86
Dallgow	7,48	3,5	0,20	0,39	0,44	0,24	3,29	1,80
Pichelsberg	1,54	16,0	1,25	0,71	1,44	1,04	2,22	1,59
Pichelswerder	0,92	8,0	1,28	1,14	1,71	1,13	1,57	1,04

Die maximalen Störungen sind nicht selten zweimal und in einzelnen Fällen bis dreimal so gross als die mittleren Störungen.

Auf einer Station bei Neu-Zehlendorf südlich von Berlin machten sich nur noch die maximalen Störungen bemerkbar.

Im Juni dieses Jahres wurden vom magnetischen Observatorium auch in dem magnetischen Häuschen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Charlottenburg Registrirungen vorgenommen. Die Störung der Horinzontal-Intensität betrug dort 0,8 γ im Mittel, bis 2,0 γ im Maximum. Die Störung der Declination erreicht in einzelnen Fällen nahezu eine Minute.

Natürlich gelten alle Resultate zunächst nur für das eine benutzte Instrument, von dessen Dämpfung und Schwingungsdauer die Grösse der Störung etwas abhängt. Bei dem Magnetometer war die Dämpfung ziemlich gross, das Dämpfungsverhältnis $\varkappa$ war etwa 1,9, also das natürliche logarithmische Decrement $\Delta = 0{,}64$. Bei gleichen Impulsen verhalten sich deshalb die Ausschläge zu denen einer ungedämpften Nadel wie $1 : \varkappa^{1/\pi \operatorname{arctg} \pi/\Delta}$. Im vorliegenden Falle ist $\varkappa^{1/\pi \operatorname{arctg} \pi/\Delta} = 1{,}32$.

Die Stromimpulse folgen einander sehr häufig und ihre Intervalle sind kleiner als die Schwingungsdauer der Magnetnadel. Infolge dessen wird die Nadel in Schwingungen versetzt. Diese Schwingungen werden durch neue Impulse andauernd modificirt, jedoch so, dass, wenn man aus der Anzahl der Zacken während einer hinreichend grossen Zeit

die mittlere Schwingungsdauer berechnet, diese mit der eigenen Schwingungsdauer der Nadel gut übereinstimmt.

Zum Vergleich mögen noch die Störungen mitgetheilt werden, welche an einigen anderen Observatorien beobachtet sind, in deren Nähe sich bereits elektrische Bahnen befinden.

Tabelle II.

Name	Nächste Entfernung von der Bahn	Störung der			
		Declin.	Hor. Int.	Vert. Int.	
Greenwich	6,8 km	nicht messbar	4—7 γ	4—9 γ	starke Störung der registr. Erdströme.
Toronto	0,12 „	5′—10′	60—120 γ	150—300 γ	etwas Störung durch elektr. Lichtanlagen.
Washington	0,42 „	circa 1′	circa 10 γ	circa 300 γ	

In der ersten Tabelle sind in den beiden letzten Spalten die Producte $E a_{max}$ und $E a_{\gamma}$ zusammengestellt. Man sieht sofort, dass für alle Stationen westlich von der Bahn $E a_{max}$ nahezu constant bleibt, dass also, wenn die Stationen gleichartig zur Bahn liegen, die horizontale Störung nur linear mit der Entfernung abnimmt. Die verticale Störung dagegen überwiegt in der Nähe der Bahn bei weitem, nimmt aber viel schneller mit der Entfernung ab. Oestlich von der Bahn, jenseits der Havel ist die Störung wesentlich geringer. Es ist zwar nicht undenkbar, dass das Wasser einen Theil der vagabundirenden Ströme aufnimmt, doch ist die Lage dieser Stationen zur Bahn und speciell zur Centrale, abgesehen von der grösseren Erhebung über den Wasserspiegel, derartig, dass weniger Stromlinien dorthin gelangen. Nimmt man nun an, dass für die westlichen Stationen $E a_{max}$ im Mittel = 3,75 ist, so hat, wenn $E = 8$ km ist, a_{max} den Werth 0,47 γ. Dies würde die mittlere Störung sein, die maximale Störung wäre 2 bis 3 mal so gross; beträgt also rund 1 γ.

Wollte man hiernach eine Grenze festsetzen, bis zu welcher magnetische Observatorien von elektrischen Bahnen entfernt sein müssen, so hat man noch Folgendes zu berücksichtigen.

Die Observatorien, welche sich lediglich auf die photographische Aufzeichnung und ständige Verfolgung der erdmagnetischen Elemente beschränken, benutzen eine Empfindlichkeit von 0,000 03 bis 0,000 05 C.G.S. pro Millimeter der Ordinate und geben in den Jahrbüchern die endgültigen Werthe bis auf 0,000 01 C.G.S. an. Die tägliche Periode, deren Ableitung eine wesentliche Aufgabe ist, schwankt in mittleren Breiten in Intensität von etwa 0,000 15 C.G.S. an einem Wintertage bis zu 0,000 50 C.G.S. im Sommer. Ein Fehler von 0,000 01 würde diesen Betrag also mit einer Unsicherheit von 7 Proc. bis 2 Proc. behaften.

Unter den jetzigen Verhältnissen ist es für jenen Zweck angemessen, den Werth von 0,000 01 C.G.S. als Fehlergrenze festzuhalten, da es schwierig ist, die absoluten Werthe genauer zu ermitteln.

Es wird also nöthig sein, dass die einzelnen Curven eine solche Schärfe besitzen, dass 0,000 01 C.G.S., also je nach der Empfindlichkeit $^1/_3$ bis $^1/_5$ mm gut erkennbar ist.

Diese Erkennbarkeit wird aber sofort beeinträchtigt, wenn die Curven durch Bahnstörungen von demselben Betrage verbreitert und unscharf werden, ganz abgesehen davon, dass eine Gesammtverschiebung der Curven mindestens bei Vertical-Intensität nicht ausgeschlossen ist und dass die absoluten Messungen ebenfalls bis zu jenem Betrage unsicher werden.

Stellt man sich andererseits an einem Observatorium 1. Ranges die specielle Aufgabe, die kleinsten Schwankungen zu ermitteln, so muss man die Genauigkeit in der Ermittelung wenn auch nur von Einzelwerthen steigern. Da man zu solchen Zwecken eine Empfindlichkeit von $0{,}5\,\gamma$ wie die in Potsdam mit sogenannten Feinmagnetometern angestellten Untersuchungen gezeigt haben, noch gut erzielen und leicht Bruchtheile dieser Grösse bestimmen kann, so würden also Störungen von diesem Betrage ($0{,}5\,\gamma$) es schon ungewiss machen, ob man es mit einer Naturerscheinung oder einer künstlichen Störung zu thun hat.

Nach den angestellten Untersuchungen, welche 8 km seitlich von einer Bahn mit mässigem Betriebe, deren Länge etwa 5 km betrug, noch eine mittlere Maximalstörung von $1\,\gamma$ ergaben und den Beweis lieferten, dass die Störung um-

gekehrt mit der ersten Potenz der Entfernung abnahm, ist zu ersehen, dass eine einheitliche Festsetzung eines störungsfreien Abstandes von den elektrischen Bahnen mit Rückleitung durch die Schienen bez. Erde nicht ohne weiteres möglich ist.

Es wird jedenfalls zu empfehlen sein, auch bei Bahnen mit mässigem Betriebe keine geringere Distanz als 8 km bei seitlicher Lage zur Bahn zu wählen; bei erweitertem Betriebe hingegen ist es, wie das Beispiel von Greenwich zeigt, rathsam, nach dem erwähnten Gesetz der Abnahme der Wirkung mit wachsender Entfernung denjenigen Abstand zu ermitteln, in welchem die Störungen jene Grenze von $1\,\gamma$ nicht überschreiten.

Bei Observatorien aber, die specielle Untersuchungen mit den feinsten Apparaten in ihr Programm aufnehmen, giebt auch die doppelte Entfernung von rund 15 km, wie sie bisher für Potsdam vorgeschlagen war, nicht ohne weiteres Gewähr für vollkommene Sicherheit gegen die gedachten Einflüsse. Man wird vielmehr in jenem Falle durch Vergleichsbeobachtungen an verschiedenen Orten zu untersuchen haben, ob wirklich keinerlei künstliche Störung vorhanden ist.

Ein Heruntergehen auf 8 km würde demnach für solche Observatorien eine Beschränkung ihres Arbeitsgebietes bedeuten, bez. ein Herabdrücken im Rang und in der Leistungsfähigkeit des Observatoriums.

Es scheint geboten, für das Potsdamer Magnetische Observatorium, welches z. Z. in Deutschland der einzige Ort ist, wo die Hülfsmittel für Special-Untersuchungen zur Verfügung stehen, das erweiterte Arbeitsfeld so lange zu reserviren, bis an einem anderen, auf lange Dauer gesicherten Orte ein neues, voll ausgerüstetes Observatorium vorhanden ist.

Ueber die Energie der Kathodenstrahlen; von Walter Cady aus Nordamerika.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. April 1899.)

(Vgl. oben S. 105.)

§ 1. Es ist bekannt, dass durch die Energie der Kathodenstrahlen ein von ihnen getroffener, so schwer schmelzbarer Körper wie Platin geschmolzen werden kann. Diese Energie hängt nun nach der Emissionshypothese der Kathodenstrahlen mit der zwischen der Kathode und dem getroffenen Körper bestehenden Potentialdifferenz V und mit der dem Körper durch die Kathodenstrahlen zugeführten Elektricitätsmenge zusammen, welche, auf die Secunde berechnet, als Kathodenstrom i bezeichnet wird.

Der Körper sei durch ein Galvanometer zur Erde abgeleitet und werde in der Secunde von N Theilchen getroffen. Es werde zuerst die Annahme gemacht, dass die Theilchen ihre ganze Ladung und ihre ganze Energie, letztere als Wärme, an den getroffenen Körper abgeben. Sei dann v die Geschwindigkeit der Theilchen in Centimeter pro Secunde, m ihre Masse in Gramm, so wird dem Körper die mechanisch gemessene Wärmemenge

(1) $$Q = N . \frac{1}{2} m v^2 \text{ (Erg pro Secunde)}$$

zugeführt. Die Intensität i des durch das Galvanometer fliessenden Kathodenstromes ist

(2) $$i = N . \varepsilon.$$

wenn ε die Ladung eines Theilchens vorstellt.

Ist andererseits V die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Körper, so ist

(3) $$V . \varepsilon = \frac{1}{2} m v^2.$$

Daher

$$Q = N . V . \varepsilon = i . V,$$

oder,

(4) $$\frac{i V}{Q} = 1.$$

Nach den Versuchen von STARKE[1]) wird ein Theil der Kathodenstrahlen reflectirt. Dadurch wird an den obigen Beziehungen nichts geändert, sofern nach den Versuchen von MERRITT[2]) bei der Reflexion die magnetische Ablenkbarkeit, folglich auch die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, ungeändert bleibt. Nimmt man indessen vorläufig an, dass bei der Reflexion die Energie der Theilchen im Verhältniss $r' : 1$ vermindert wird, während die reflectirten Theilchen ihre Ladung beibehalten, so erhält man, wenn der Bruchtheil r der einfallenden Strahlen reflectirt wird:

$$(1a) \qquad \begin{cases} Q = N(1-r).\frac{1}{2}mv^2 + Nr(1-r').\frac{1}{2}mv^2 \\ \quad = \frac{1}{2}Nmv^2(1-rr'). \end{cases}$$

$$(2a) \qquad i = N\varepsilon(1-r).$$

$$(3a) \qquad V\varepsilon = \frac{1}{2}mv^2.$$

$$(4a) \qquad \frac{iV}{Q} = \frac{1-r}{1-rr'}.$$

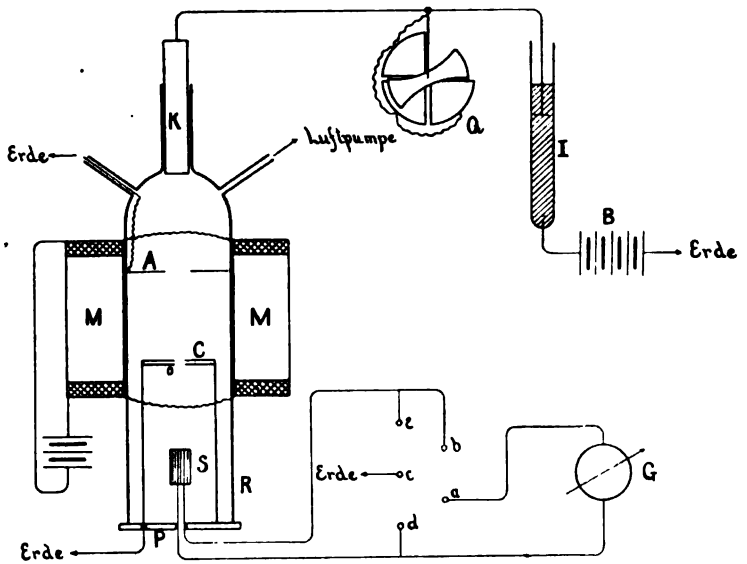
Ist $r' = 1$ (MERRITT), so wird auch in diesem Falle $iV/Q = 1$. Ist im Grenzfalle $r' = 0$, so ist $iV/Q = 1 - r$.

Prof. WARBURG machte mich auf diese Beziehungen aufmerksam, und forderte mich auf, dieselben durch Versuche zu prüfen.

§ 2. Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 1. Der von den Kathodenstrahlen getroffene Körper S befand sich im Innern eines zur Erde abgeleiteten FARADAY'schen Cylinders C; durch eine Oeffnung o von 6 mm Durchmesser traten die Strahlen in den Cylinder ein. R ist eine Glasglocke, auf die Glasplatte P luftdicht aufgesetzt. Als Kathode diente der kupferne Boden des Messingrohres K, durch welches während der Versuche ein Wasserstrom geleitet wurde, um die Erwärmung der Kathode möglichst zu verkleinern. Anode war das zur Erde abgeleitete Zinkdiaphragma A mit einer Oeffnung von 15 mm Durchmesser. Durch die Glasplatte P führten die nöthigen Leitungsdrähte isolirt und luftdicht nach aussen.

1) H. STARKE, Wied. Ann., **66**. p. 49. 1898.
2) E. MERRITT, Phys. Rev. 7. p. 217. 1898.

Zur Stromerzeugung diente eine Hochspannungsaccumulatorenbatterie *B* von 2288 Zellen. *I* ist ein Jodcadmiumwiderstand, *Q* ein Elektrometer, durch welches das Kathodenpotential in Volt gemessen wurde. *G* ist das Galvanometer zur Messung des Kathoden- und Thermostromes; *M* endlich eine Spule, welche durch eine kleine Hülfsbatterie betrieben



(Das Entladungsgefäss ist in $^1/_5$ der natürlichen Grösse dargestellt.)

Fig. 1.

wurde und dazu diente, die Kathodenstrahlen von dem Körper *S* nach Bedarf abzuhalten.

§ 3. Der von den Kathodenstrahlen getroffene Körper *S* war bei einigen Versuchen eine Thermosäule, bei anderen ein Bolometerwiderstand.

I. Versuche mit der Thermosäule.

Dieselbe, von MELLONI'scher Construction, bestand aus 49 Wismuthantimonelementen. Die Poldrähte durchsetzten die Glasplatte *P* isolirt.

Zur Messung des Kathodenstromes wurde (Fig. 1) $a\,c$ geschlossen, sodass der in b endigende Poldraht der Säule isolirt, der andere an die eine Galvanometerklemme angelegt, die andere Galvanometerklemme zur Erde abgeleitet war.

Zur Messung des Thermostromes wurde $a\,b$, zur Ableitung des Kathodenstromes gleichzeitig $c\,d$ geschlossen. Doch fliesst hierbei der Bruchtheil $w_1 / w_1 + w_2$ des Kathodenstromes durch das Galvanometer, wenn w_1 und w_2 die Widerstände bez. von $S\,d\,c$ und $S\,b\,a\,G\,d\,c$ vorstellen. Schliesst man aber $c\,e$ anstatt $c\,d$, so fliesst derselbe Bruchtheil des Kathodenstromes im entgegengesetzten Sinne wie vorhin durch das Galvanometer, sofern auch $S\,e\,c$ den Widerstand w_1 besitzt. Das Mittel der beiden um nur einige Procente differirenden Galvanometerablenkungen giebt das vom Kathodenstrom befreite Maass des Thermostromes.

Um den Einfluss der Wärmestrahlung von der Kathode zu eliminiren, wurden die Kathodenstrahlen durch die magne-

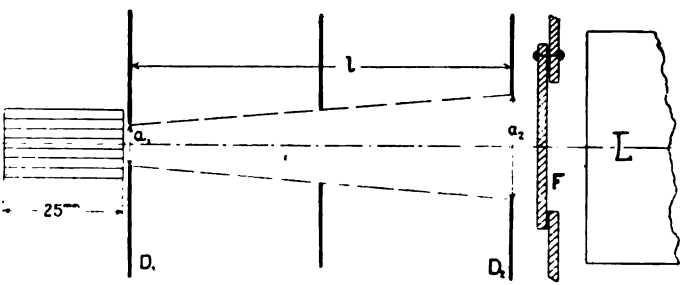


Fig. 2.

tische Einwirkung der Spulen M von S abgehalten und der etwa noch übrig bleibende kleine Strom von dem vorhin beobachteten in Abzug gebracht.

§ 4. Zur Aichung der Thermosäule wurde dieselbe vor Einfügung in den Apparat einer berussten Seite eines mit siedendem Wasser bespülten Leslie'schen Würfels L gegenübergestellt (Fig. 2). Vor Säule und Würfel befanden sich die Diaphragmen D_1 und D_2 mit kreisförmigen Oeffnungen von den Durchmessern $a_1 = 8{,}3$ mm und $a_2 = 22$ mm. Es wurde die Ablenkung bestimmt, welche unter diesen Umständen ein in den Kreis der Säule eingeschaltetes Galvanometer er-

fuhr, wenn nach Aufziehen des Schirmes F die Strahlung des Würfels eine Minute lang auf die Säule gewirkt hatte.

Werden Thermosäule und LESLIE'scher Würfel als schwarze Körper angesehen, und hat jene die Temperatur 0^0, so beträgt die durch Strahlung in der Secunde der Säule zugeführte Wärmemenge

$$h_1 \frac{a_1^2 a_2^2 \pi}{16 l^2} \text{ g-cal.},$$

wo h_1 die zuerst von LEHNEBACH bestimmte Constante, l den Abstand der Oeffnungen a_1 und a_2 bedeutet. Hat die Thermosäule die Temperatur t, so ist nach dem STEFAN-BOLTZMANN'schen Gesetz statt h_1 zu setzen

$$h_1 \frac{1 - \left(\frac{273 + t}{373}\right)^4}{1 - \left(\frac{273}{373}\right)^4}.$$

So ergiebt sich die der Säule pro Secunde zugeführte Wärmemenge:

$$Q_0 = \frac{h_1}{0{,}713} \left\{1 - \left(\frac{273 + t}{373}\right)^4\right\} \frac{a_1^2 a_2^2 \pi}{16 l^2} \frac{\text{g-cal.}}{\text{sec}}. \tag{5}$$

Ist die entsprechende Galvanometerablenkung s_0, so ist

$$\frac{Q_0}{s_0} = e \tag{6}$$

die Wärmemenge pro Scalentheil, und die der Ablenkung s entsprechende Wärme

$$Q = s \,.\, e, \tag{7}$$

h_1 wurde nach F. KURLBAUM[1]) $= 0{,}0176$ gesetzt.

Der Werth $i \,.\, V$ (Gleichung 4) in g-cal./sec ist Kathodenstromstärke in Ampere $\times$ Potentialdifferenz in Volt $\times$ 0,240.

§ 5. Bei der Aichung befand sich die Thermosäule in freier Luft, bei den Versuchen befand sie sich im partiellen Vacuum, ausserdem wurde bei den Versuchen der Russ von den Löthstellen entfernt (§ 6). Für die Temperaturerhöhung t

1) F. KURLBAUM, Wied. Ann. **65**. p. 759. 1898.

bez. t' durch Wärmeeinstrahlung W pro Secunde hat man nun im stationären Zustand

$$W = t \cdot A \text{ im ersten Falle,}$$

$$W = t' \cdot A' \text{ im zweiten Falle.}$$

Da die Galvanometerablenkungen mit t proportional sind, so folgt daraus

$$\frac{e'}{e} = \frac{A'}{A},$$

sodass bei den Versuchen mit den Kathodenstrahlen zu setzen wäre

$$Q = s \cdot e' = s \cdot e \cdot \frac{A'}{A}, \tag{7a}$$

wo $A' < A$ ist. Gleichwohl ist nach (7) gerechnet, also $A' = A$ gesetzt worden. Die Grösse des hierdurch begangenen Fehlers ist um so geringer, je mehr der Wärmeverlust der Löthstellen durch Strahlung und Leitung an die Luft gegen den Wärmeverlust durch Leitung an den massiven metallischen Körper der Thermosäule zurücktritt.

§ 6. Die ersten Versuche ergaben Werthe von iV/Q, welche viel grösser als 1 waren, nämlich 5 bis 9 betrugen. Bei diesen Versuchen waren die Löthstellen, wie bei der Aichung, berusst. Es ist nun anzunehmen, dass die zur Aichung benutzten langwelligen Wärmestrahlen ziemlich tief im Innern der Russschicht, die Kathodenstrahlen dagegen sehr nahe der äusseren Oberfläche des Russes absorbirt werden. Wenn nun die Wärmeleitung durch die Russschicht klein ist gegen die Wärmeleitung durch den massiven metallischen Körper der Thermosäule, so kann es kommen, dass bei gleicher Wärmezufuhr die Temperaturerhöhung der Löthstellen bei den Versuchen mit den Kathodenstrahlen kleiner ausfällt, als bei der Aichung mit Wärmestrahlung. Es wurde also die Russschicht entfernt, und in der That nahm hierbei das Verhältniss iV/Q ab.[1])

1) Zum Theil rührt dies nach § 5 daher, dass nach Fortnahme der Russschicht die Grösse A (§ 5) einen kleineren Werth A' annimmt, daher Gleichung (7), welche zur Berechnung von Q benutzt wurde, einen zu

§ 7. Als nun bei den Versuchen der Gasdruck und die Potentialdifferenz V und damit die Stärke des Kathodenstromes variirt wurden, zeigte es sich, dass das Verhältniss iV/Q nicht constant blieb, sondern in ziemlich regelmässiger Weise mit abnehmender Stärke des Kathodenstromes abnahm. Dies führte auf die Vermuthung, dass ausser den Kathodenstrahlen auch ein Leitungsstrom von der Kathode zur Thermosäule gelangt, indem nach J. J. THOMSON[1]) das von den Kathodenstrahlen durchsetzte Gas, also auch das im Innern des FARADAY'schen Cylinders befindliche, Leitungsvermögen erlangt. Eine Bestätigung dieser Vermuthung ergab sich, als man zwischen c (Fig. 1) und der Erde eine Batterie einschaltete, durch welche die Thermosäule und der FARADAY'sche Cylinder auf ein positives oder negatives Potential v gebracht wurden. Der wahre Werth des Verhältnisses iV/Q kann hierdurch nicht beeinflusst werden, sofern für V die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Thermosäule eingesetzt wird, wohl aber der vermuthete Leitungsstrom, der stärker oder schwächer werden muss, je nachdem v positiv oder negativ gemacht wird.

Dementsprechend nahm, wie folgende Tabelle zeigt, der scheinbare Werth des Verhältnisses iV/Q (wobei unter i die beobachtete Summe des Kathoden- und Leitungsstromes zu verstehen ist), zu oder ab, je nachdem v + oder − war.

Druck	v	V	$i \cdot 10^7$ Amp.	$Q \cdot 10^5$ g-cal.	$\frac{iV}{Q}$
0,050	+ 70	4050	3,54	34,1	1,01
0,050	0	3980	2,64	30,2	0,84
0,050	− 70	3910	2,29	30,5	0,71

Auf die Aenderung, die der Werth von v in dem Werth von Q hervorruft, ist kein Gewicht zu legen, da durch Ladung der Säule die Bahn der Kathodenstrahlen zwischen A und C sichtbar verändert wurde.

§ 8. Es wurden nun 46 Beobachtungen über den Werth von iV/Q angestellt, bei welchen der Gasdruck zwischen

grossen Werth dieser Grösse liefert. Die durch Fortnahme der Russschicht etwa veränderte Reflexion der Kathodenstrahlen ist auf den Werth iV/Q ohne Einfluss, sofern nach MERRITT $r' = 1$ gesetzt werden kann (§ 1).

1) J. J. THOMSON, Phil. Mag. **44**. p. 293. 1897.

0,01 und 0,05 mm, das Kathodenpotential zwischen 5400 und 2400 Volt, der Kathodenstrom zwischen 40.10^{-7} und $0{,}23.10^{-7}$ Amp. variirte. Die Beobachtungen wurden nach der Stärke des Kathodenstromes in fünf Gruppen getheilt und die Mittel aus den fünf Gruppen genommen. So wurde erhalten:

Druck	$i.10^{-7}$ Amp.	$\frac{iV}{Q}$
0,041	19,6	1,32
0,035	7,41	0,97
0,026	4,29	0,85
0,033	2,02	0,84
0,023	0,49	0,83

Der scheinbare Werth iV/Q nimmt hiernach im allgemeinen mit abnehmendem Kathodenstrome ab, was durch die Einmischung des Leitungsstromes erklärt werden kann. Von dem Werth $i = 4{,}29$ des Kathodenstromes an abwärts nimmt iV/Q nur wenig ab, woraus zu schliessen wäre, dass der Leitungsstrom hier nicht mehr erheblich ist.

Wenn also der Kathodenstrom von 19,6 auf 0,49, d. h. auf den 40. Theil seines Werthes sinkt, so ändert sich das Verhältniss iV/Q nur um 38 Proc. des Anfangswerthes. Dieses Ergebniss spricht jedenfalls dafür, dass die aus der Emissionshypothese abgeleitete gesetzmässige Beziehung (4) (§ 1) nahezu besteht. Doch geben diese Versuche wegen der Bedenken, die nach § 5 und § 7 (Fussnote) gegen die Messung von Q erhoben werden können, über den wahren Werth von iV/Q keinen sicheren Aufschluss und sind also in dieser Beziehung nur als orientirende zu betrachten. Es wurde daher Q nach einer mehr einwandsfreien Methode, nämlich nach der von Hrn. Kurlbaum [1]) vorgeschlagenen Methode durch das Bolometer gemessen.

§ 9. Ein Flächenbolometer bildet einen Zweig einer Wheatstone'schen Brückenanordnung; die Brücke werde auf Null eingestellt, während ein Strom von der Stärke J_1 den Bolometerzweig durchfliesst, wobei der Bolometerwiderstand $= w$ sei. Wird demselben nun durch Strahlung eine Wärmemenge Q

1) F. Kurlbaum, Wied. Ann. 65. p. 746. 1898.

pro Secunde zugeführt, so wird die Galvanometernadel in der Brücke eine gewisse Ablenkung erfahren; dieselbe Ablenkung werde dadurch hervorgebracht, dass nach Abblendung der Strahlung die Stromstärke J_1 im Bolometerzweig auf J_2 erhöht wird. Dann ist nach Hrn. KURLBAUM

$$Q = w \cdot \frac{J_2}{J_1} (J_2^2 - J_1^2) \text{ Watt},$$

wenn J und w bez. in Ampere und Ohm ausgedrückt sind. Sind die vier Widerstände in der WHEATSTONE'schen Brücke einander gleich, so ist $J = {}^1/_2 j$, wenn j die Stromstärke im Batteriezweig bedeutet, und

$$Q = \frac{1}{4} w \frac{j_2}{j_1} (j_2^2 - j_1^2) \text{ Watt}.$$

Vorausgesetzt ist hierbei, dass die Temperaturvertheilung im dünnen Bolometerblech bei Einwirkung des Stromes und der Strahlung als gleich betrachtet werden kann.

§ 10. Zur Anwendung dieser Methode wurde die Thermosäule S (Fig. 1) in der früheren Anordnung durch einen Bolometerwiderstand ersetzt, dessen Enden durch die Platte P nach aussen führten. Er bestand aus einem sehr dünnen, auf einem Messingrahmen befestigten Platinblech, das von dem Rahmen durch Glimmer isolirt war. Die Form des Bolometers ist in B (Fig. 3) dargestellt.

Es wurde dafür gesorgt, dass der ganze Bolometerwiderstand von den Kathodenstrahlen getroffen wurde; es wird angenommen, dass unter diesen Umständen die am Schlusse des § 9 genannte Voraussetzung erfüllt sei, obgleich die Dichtigkeit der Strahlen im Bündel nicht constant war. Der Bolometerwiderstand betrug bei Zimmertemperatur 8,75 Ohm. Die Widerstände der anderen Zweige des Vierecks wurden möglichst gleich dem Bolometerwiderstand gemacht, kleine Abweichungen von der Gleichheit wurden berücksichtigt.

Die weitere Anordnung geht aus Fig. 3 hervor. Die Stromstärke j_1 im Batteriezweig wurde durch das Präcisionsamperemeter M gemessen und durch Einschaltung des Widerstandes R im Nebenschluss zu r von j_1 auf j_2 gesteigert. Das Galvanometer im Brückenzweige war ein THOMSON'sches von

Du Bois-Rubens'scher Construction. Zu den thermischen Messungen wurden zwei 20 Ohm-Rollen *m m* benutzt; um dabei die Wirkung des Kathodenstromes abzuhalten, wurde ein Punkt zwischen den beiden Rollen zur Erde abgeleitet und durch Einschaltung eines passenden Widerstandes *T* bewirkt, dass nach Ausschaltung der Batterie der Kathodenstrom keinen Ausschlag hervorbrachte. Zur Messung des Kathodenstromes diente ein 4000 Ohm-Rollensystem *n*, welches durch Schliessen des Stromschlüssels *b* zur Erde abgeleitet wurde, während *a* offen blieb. Dabei war die Batterie ausgeschaltet. Durch den

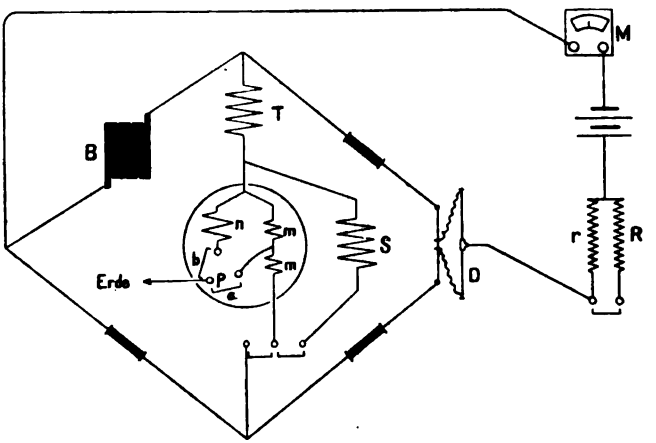


Fig. 3.

Nebenschluss *S* konnte die Galvanometerempfindlichkeit nach Bedarf herabgesetzt werden. Die Vorrichtung bei *D* diente zur letzten Abgleichung der Brückenanordnung.

Die ganze Anordnung war sehr gut von der Erde isolirt. Die Probe hierfür bestand darin, dass, wenn ein Pol der Batterie zur Erde abgeleitet war, ein Galvanometer im Batteriezweige keinen Strom anzeigte.

§ 11. Die folgende Tabelle enthält eine Versuchsreihe mit dieser Anordnung. Bolometer und Faraday'scher Cylinder wurden abwechselnd auf das Potential 0 und + 60 Volt gebracht, indem eine 60 Volt-Batterie, zwischen *P* (Fig. 3) und der Erde eingeschaltet, das ganze Viereck auf das Potential ihres isolirten Poles erhob.

Druck	v	$i \cdot 10^7$	V	$Q \cdot 10^5$	$\frac{iV}{Q}$
0,033	0	5,30	3130	106	1,57
	+ 60	7,20	3090	119	1,91
0,029	0	1,96	5150	75,5	1,33
	+ 60	4,91	4960	154	1,58
0,030	0	1,90	4230	67,5	1,19
	+ 60	2,80	4130	88,5	1,31
0,030	0	0,54	3910	20,8	1,02
	+ 60	0,67	3880	25,3	1,02
0,031	0	0,28	4220	11,9	0,98
	+ 60	0,56	3900	21,9	1,01

Aus dieser Tabelle geht hervor:

1. Dass, wie bei den Versuchen mit der Thermosäule, das Verhältniss iV/Q mit abnehmendem Kathodenstrom abnimmt.

2. Dass, wie bei den Versuchen mit der Thermosäule, die Ladung des Bolometers auf ein positives Potential das genannte Verhältniss um so mehr vergrössert, je stärker der Kathodenstrom, je stärker also das durch ihn dem Gase ertheilte Leitungsvermögen ist. [1])

3. Dass das Verhältniss iV/Q bei den kleinsten benutzten Kathodenströmen sich von der Einheit wenig unterscheidet.

In dem letztgenannten Ergebniss scheint eine sehr gute Bestätigung der zu prüfenden Gleichung (4) enthalten zu sein. Als indessen die Versuche mit einem anderen Bolometer wiederholt wurden, ergab sich das Verhältniss iV/Q bei Anwendung von Kathodenströmen zwischen 4 und $12 \cdot 10^{-7}$ Amp. gleich 0,79, und nahm nur auf 0,74 ab, als sehr schwache Kathodenströme (bis hinab zu $0{,}2 \cdot 10^{-7}$) verwandt wurden. Das letztgenannte Ergebniss ist von Werth, weil es zeigt, dass auch bei sehr schwachem Kathodenstrom das Verhältniss nicht weit unter 1 hinabgeht.

Als Endresultat sämmtlicher Versuche ist hiernach hinzustellen, dass das Verhältniss iV/Q, für welches die Emissions-

1) Dass durch Ladung des Bolometers der absolute Werth von Q geändert wird, ist § 7 erklärt worden.

hypothese nach Gleichung (4a) den Werth 1 bis $1 - r$ fordert, wenn Störung durch Leitungsstrom nach Möglichkeit ausgeschlossen wird, sich zwischen 0,79 und 1,0 ergeben hat.

Zu einer sicheren Entscheidung darüber, ob in allen Fällen der Natur an Stelle der allgemeinen Gleichung (4a) die speciellere (4) tritt, reichen die vorliegenden Versuche noch nicht hin.

Berlin, Physik. Inst., 9. Juli 1899.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 11.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 20. October 1899.

Vorsitzender: Hr. O. Lummer.

Der Vorsitzende macht davon Mittheilung, dass während der durch die Herbstferien eingetretenen Unterbrechung der Sitzungen Hr. E. Warburg im Namen der Gesellschaft einen Kranz auf dem Grabe Robert Bunsen's hat niederlegen lassen. Im Auftrage der Hinterbliebenen hat Hr. Landgerichtsdirector Bunsen warmen Dank für diese Ehrung des Verstorbenen in einem Briefe ausgesprochen, der zur Verlesung gelangt.

Hr. **H. Gerstmann** spricht über

die Bestimmung des absoluten Gewichtes der Molecüle

und beschreibt dann

ein neues Calorimeter.

Hr. **F. F. Martens** beschreibt und demonstrirt

ein neues Polarisationsphotometer für weisses Licht.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestrasse 8.

Hr. Privatdocent Dr. K. Fischer, München, Theresienstrasse 43.

Die Bestimmung des absoluten Gewichtes der Molecüle, nebst Beschreibung eines neuen Calorimeters;

von Heinrich Gerstmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. October 1899.)

(Vgl. oben S. 193.)

Wenn ein bestimmtes Quantum eines in Wasser löslichen festen Körpers — also, um einen concreten Fall zu nennen, 100 g Zucker — in 1 Liter Wasser gelöst wird, so ist die Lösungswärme verschieden, je nachdem die 100 g Zucker ein einziges Stück bildeten, oder vorher zu Staub zerstampft waren; im letzteren Falle wird die Lösungswärme um den Betrag geringer sein, der der Energie entspricht, die dazu gehörte, das eine Stück Zucker in das feine Pulver zu zermahlen.

Uebrigens sollen, um sonstige Wärmetönungen zu vermeiden, in dieser ganzen Arbeit bei allen vorzunehmenden Auflösungen und Mischungen sowohl der aufzulösende feste Körper [Zucker], als auch die Lösungsflüssigkeit [Wasser], als auch die zu mischenden Flüssigkeiten vorher immer auf 0° abgekühlt sein.

Wird nun ein einziges Stück Zucker im Gewicht von 100 g jetzt in 2 Litern Wasser gelöst, und darnach 100 g Zuckerpulver in 2 Litern Wasser, so wird die Differenz der in diesen beiden Processen verbrauchten Lösungswärmen im allgemeinen eine andere sein, als in den ersten Vorgängen, wo es sich um die Auflösung von 100 g Zucker (einmal in einem Stück, und das andere Mal in Form von Pulver) in nur einem Liter Wasser handelte; denn in diesen ersten Fällen muss der Zucker in eine solche Zahl von Molecularaggregaten zerlegt werden, dass dieselben auf die Zahl von Wassermolecularaggregaten, die in einem Liter enthalten sind, gleichmässig vertheilt werden; in jenem zweiten Fall aber muss der Zucker, sowohl das eine Stück, als auch das Pulver, in doppelt so viel Molecularaggre-

gate zerlegt werden, nämlich, um gleichmässig auf die in 2 Litern Wasser enthaltenen Wassermolecularaggregate vertheilt zu werden. Da bei diesem zweiten Fall die totale Lösungsarbeit eine andere, grössere ist, als im ersten, wo 1 Liter Wasser in Frage kommt, und da von diesen verschiedenen Totalarbeiten beim Zuckerstaub jedesmal dieselbe Arbeit erspart wird (denn gleichgültig, ob der Zuckerstaub in 1 Liter oder in 2 Litern Wasser gelöst wird, jedesmal ist die beim Zuckerstaub ersparte Arbeit immer nur die, welche dazu gehörte, den Zucker aus einem Stück in Staub umzuwandeln), so muss bei 1 Liter Wasser eine andere Differenz zwischen den Lösungswärmen für ein Zuckerstück und für Zuckerstaub bleiben, als bei 2 Litern.

Ebenso wird sich auch bei der Auflösung von 100 g Zucker in einem Stück und Zuckerstaubes in 3 Litern Wasser eine andere Differenz herausstellen, als bei 2 Litern etc.

Sobald aber die Verdünnung soweit fortgeschritten ist, dass auf jedes Wassermolecularaggregat nur ein einziges Zuckermolecül entfällt, wird die Differenz zwischen der Lösungswärme von Zucker in einem Stück und Zuckerstaub eine Grösse betragen, welche auch bei weitergehenden Verdünnungen dieselbe bleibt. Denn wenn einmal die 100 g Zucker in lauter einzelne Molecüle zerlegt sind, habe ich dazu eine Arbeit gebraucht, welche dieselbe bleibt, wenn ich auch die Verdünnung noch weiter treibe, weil eben in etwas anderes, als Molecüle, der Zucker nicht zerlegt werden kann. Von da an bleibt also auch die für die Auflösung des Zuckers nothwendige Totalarbeit stets dieselbe, gleichgültig, ob ein Zuckermolecül auf ein einziges Wassermolecularaggregat entfällt, oder bei weitergehender Verdünnung auf eine grössere Anzahl von Wassermolecularaggregaten. Da von dieser gleich bleibenden Totalarbeit auch für Zuckerstaub immer dieselbe Zerkleinerungsarbeit bei der Auflösung erspart bleibt, ohne Rücksicht auf den Grad der Verdünnung, so wird die Differenz zwischen Lösungswärme bei einem Zuckerstück und Zuckerpulver von derjenigen Verdünnung an dieselbe bleiben, bei der der Zucker in lauter einzelne Molecüle zerlegt ist, und gerade daran wird die Zerlegung des Zuckers in einzelne Molecüle erkannt, dass von da an die Differenz der Lösungswärmen constant bleibt.

Dasselbe Resultat kann man auch dadurch erreichen, dass die Lösung von 100 g Zucker in 1 Liter Wasser mit 1 Liter reinen Wassers vermischt wird, dann mit 2 Litern etc., so lange, bis bei diesen Mischungen keine weitere Mischungswärme verbraucht wird — dann ist die Zerlegung des Zuckers in lauter einzelne Molecüle erreicht; es scheint mir aber, dass die erste Methode praktisch besser durchführbar und mit weniger Fehlerquellen (Verdunstung der dauernd benutzten Lösung etc.) behaftet ist.

Um übrigens sicher zu sein, dass wirklich der gelöste Stoff in nichts weiter, als in Molecüle zerlegt werden kann, ist als zu lösender Stoff Zucker gewählt, also eine Substanz, bei der eine elektrolytische Dissociation nicht in Frage kommt.

Die Lösungsarbeit, welche bei der Lösung von Zuckerstaub im Vergleich zu der eines Stückes Zucker erspart ist, wird folgendermaassen bestimmt. Ich nehme an, jedes Molecül Zucker werde innerhalb derjenigen Sphäre, innerhalb deren die Zuckermolecüle aufeinander überhaupt eine Anziehungskraft ausüben, von jedem innerhalb dieser Attractionssphäre befindlichen Zuckermolecül mit der Energie A angezogen. Ich habe also dabei angenommen, dass innerhalb der Attractionssphäre die Attraction jedes Molecüls auf jedes andere Molecül dieselbe ist. Es ist möglich, dass dies den Thatsachen nicht entspricht, sondern dass die Attraction der Molecüle aufeinander eine Function anderer Grössen, namentlich der Entfernung ist; aber zur Zeit ist über die Grösse der Molecularattraction nichts bekannt, und so mache ich die einfachste Annahme, dass sie constant ist innerhalb der Attractionssphäre. Wird sich später einmal herausstellen, dass die Anziehung der Molecüle eine Function der molecularen Entfernung und etwaiger sonstiger Variabeln ist, dann wird es eben an der Zeit sein, soviel Bestimmungsgleichungen aufzustellen, von wie viel Argumenten die Anziehung eine Function ist.

Uebrigens lässt sich auch manches dafür anführen, dass wirklich die Attraction innerhalb der Molecularattractionssphäre eine Constante ist. Man kann z. B. annehmen, dass bei geringerer Entfernung zwischen zwei Molecülen zwar die Attraction zunimmt, aber auch die Abstossung um den gleichen Betrag wächst, sodass die resultirende Anziehung auch bei

verschiedener Molecularentfernung wirklich dieselbe bleibt. Oder man kann annehmen, dass ein Molecül von denjenigen Molecülen, die als erste Kugelschale darum gelagert sind, mit einer bestimmten Energie angezogen wird, dass aber, wenn man zu den die nächst entfernte Kugelschale bildenden Molecülen übergeht, die Attraction so jäh abnimmt, dass dieselbe überhaupt nicht mehr in Betracht kommt; auch in diesem Falle wäre also die Attraction von der Entfernung unabhängig.

Doch sei dem nun, wie ihm sei — wir nehmen an, dass jedes der B Molecüle, die in der Attractionssphäre eines Molecüles liegen, auf dies Molecül mit der Energie A anziehend wirkt. Sollte festgestellt werden, dass die einzelnen Molecüle innerhalb der Attractionssphäre mit verschiedenen Energiegrössen angezogen werden, so nimmt A die Bedeutung der mittleren Energie aller in der Attractionssphäre befindlichen Molecüle an. In den 100 g, die das gelöste Zuckerstück enthält, sind C Molecüle enthalten; bei der Auflösung wird also jedes Molecül die Energie $A.B$ überwinden, um losgerissen zu werden — solange, bis das Zuckerstück nur noch B Molecüle enthält; dann wird das erste dieser B Molecüle nur noch mit der Energie $A(B-1)$ festgehalten, das dann verbleibende zweite mit der Energie $A(B-2)$ etc., bis das letzte vom vorletzten Molecül mit der Energie A losgerissen wird. Im Ganzen beträgt also die Lösungsarbeit für das Stück Zucker

$$A + 2A + \ldots + (B-1)A + (C-B)BA.$$

Füge ich dazu noch alle sonstigen Arbeitsaufwendungen, die bei der Lösung des Zuckerstückes gemacht sind, mit D, und nenne die calorimetrisch bestimmte Lösungswärme E, so habe ich

$$(1) \quad A + 2A + \ldots + (B-1)A + (C-B)BA + D = E.$$

Nun zähle ich unter dem Mikroskop die Zahl der Zuckerstäubchen, die in 100 g Zuckerstaub enthalten sind; sie sei F. Also F ist eine schon bestimmte Constante.

Beim Zuckerstaub wird bei jedem Stäubchen eine Zahl von $B-1$ Zuckermolecülen existiren, die nicht mit der vollen Energie BA angezogen werden, sondern zunehmend eins mit der

Energie A, eins mit $2A$ etc., bis zuletzt mit $(B-1)A$; in jedem Zuckerstäubchen befinden sich C/F Molecüle, es ist also hier

$$(2)\quad [A+2A+\ldots+(B-1)A]\frac{C}{F}+[C-F(B-1)]A+D=G.$$

G ist hier die calorimetrisch bestimmte Wärmemenge, die zur Lösung der 100 g Zuckerstaub in soviel Wasser nöthig ist, dass der Zucker in lauter einzelne Molecüle zerfällt.

Nunmehr stelle ich 1 Liter einer Zuckerlösung her, bei der auf jedes Wassermolecularaggregat vier Zuckermolecüle kommen, d. h. bei der ich in das Liter Wasser viermal soviel Zucker thue, als nöthig war, um eine einmolecülige Zuckerlösung herzustellen, und kühle diese Lösung auf 0° ab; ferner stelle ich mir 2 Liter einer einmolecüligen Zuckerlösung her und kühle sie ebenfalls auf 0° ab, dann giesse ich beide Lösungen ins Calorimeter und beobachte die zur Bildung von 3 Litern einer zweimolecüligen Zuckerlösung nöthige Wärmemenge K.

Bei der Bildung dieser neuen Lösung wird nun folgende Arbeit aufgewendet. Jedes Zuckermolecül in der viermolecüligen Lösung wird ausser von den in seinem Molecularaggregat befindlichen drei Zuckermolecülen auch noch von den in diesem Aggregat befindlichen Wassermolecülen angezogen, und zwar mit der Energie L; aber die Energie, die dazu nöthig ist, das Zuckermolecül aus diesem Wasserverband zu reissen, wird wieder bei der neuen Angliederung an die bisher im Zuckermolecül enthaltenden Lösungsaggregate frei, da ja hier in jedem Aggregat eben soviel Wassermolecüle enthalten sind, wie bei der vier Zuckermolecüle enthaltenden Lösung; in Summa findet also durch die Wassermolecüle des verlassenen und des angelaufenen Molecularaggregates kein Energieverbrauch statt. Ebenso wenig ist dies der Fall dadurch, dass benachbarte Zuckerwassermolecularaggregate auf die bisher im viermolecüligen Verband befindlichen Zuckermolecüle wirken, denn auch hier ist die Summe aller Anziehungen benachbarter Aggregate vor der Mischung dieselbe, wie nach derselben.

Aber in dem Liter viermolecüliger Lösung sind M Wasserzuckermolecularaggregate vorhanden; zur Bildung derselben waren N (also durch die Waage bestimmte) Gramm Zucker

nöthig. Aus jedem Aggregat wird — um die Vorgänge möglichst klar übersichtlich darzustellen — zunächst ein Zuckermolecül aus der Anziehung dreier anderer Zuckermolecüle gerissen, von denen ja jedes mit der Energie A einwirkt, das ergiebt in Summa $3AM$ Energieaufwand; jedes Zuckermolecül geräth zur Bildung der neuen Mischung an ein Aggregat, in dem schon ein Zuckermolecül vorhanden ist, also für die M Aggregate wird die Energie MA frei, und es bleiben als bisher wirklich verbraucht übrig $2AM$ Energie. Weiter lösen sich M Zuckermolecüle von den jetzt (nach dem eben beschriebenen Vorgange) nur noch drei Zuckermolecüle enthaltenden Aggregaten, jedes Molecül überwindet also die Anziehung von zwei Zuckermolecülen, in dem ganzen Liter wird also die Energie $2MA$ verbraucht; auch diese Zuckermolecüle treffen auf je ein Zuckermolecül enthaltende Aggregate und befreien dadurch die Energie MA, es resultirt also hier der Energieverbrauch MA. Bei der ganzen Auflösung hat also ein Energieverbrauch $2MA + MA = 3MA$ stattgefunden, d. h. es ist

$$3MA = K. \tag{3}$$

In den drei Gleichungen (1), (2), (3) habe ich nun vier Unbekannte: Die Molecülzahl C, die Zahl B der Molecüle in der Attractionssphäre, die Attraction A der Molecüle und die ausser der eigentlichen Lösungsarbeit in der entstandenen Lösung noch verbrauchte Energie D.

Wenn ich für B eine Reihe von Werthen einsetze (es genügen natürlich ganzzahlige Werthe), so bekomme ich dadurch auch für C, die Zahl der Molecüle in 100 g, und damit für das Gewicht eines Molecüls Zucker, eine Reihe von Werthen. Für jeden dieser Werthe bestimme ich den zugehörigen Werth des Gewichtes eines Molecüls Wasserstoff aus der chemischen Constitutionsformel des Zuckers und den bekannten relativen Werthen der Moleculargewichte. Ganz genau dieselbe Operation, die hier für Zucker gemacht ist, mache ich mit einem anderen, ebenfalls nicht elektrolysirbaren, in Wasser löslichen chemischen Körper, und derjenige Werth von H, der beiden Werthreihen gemeinsam ist, ist das wirkliche absolute Gewicht eines Molecüls Wasserstoff. Wenn den beiden Reihen der Werthe des Moleculargewichtes von Wasserstoff mehr als ein Werth ge-

meinsam sein sollte, wird die Operation für immer neue chemische Körper so lange angestellt, bis ein einziger, allen Reihen gemeinsamer Werth festgestellt ist. Dann ist mit diesem Werth das absolute Gewicht eines Molecüls Wasserstoff, und danach ja auch das absolute Gewicht der Molecüle aller chemischen Körper eindeutig bestimmt.

Die mir bisher zur Verfügung stehenden Mittel und Einrichtungen gestatteten mir nur, festzustellen, dass in der That Unterschiede in der Auflösungswärme bestehen, je nachdem Zucker in einem Stück oder in Staubform in Wasser aufgelöst wird. Die quantitativen Ergebnisse erscheinen mir jedoch zu unsicher, als dass ich sie hier veröffentlichen möchte, bevor sie durch genauere Untersuchungen — mein bisheriges Calorimetergefäss besitzt nur ca. 80 ccm Inhalt — controlirt sind. Denn die experimentelle Feststellung des absoluten Gewichtes der Molecüle auf Grund der von mir aufgestellten Theorie behalte ich ausdrücklich mir selbst vor.

Eine Zahl jedoch möchte ich immerhin schon hier mittheilen. Mittels des Zählapparates, mit dem die Mediciner Blutkörperchen unter dem Mikroskop zählen, fand ich, dass von dem feinen Zuckermehl, in das ich den Zucker zerstampft hatte, 150 Millionen Stäubchen auf ein Gramm kommen.

Bei der Ueberfüllung der Berliner öffentlichen Laboratorien wären mir auch die bisherigen thatsächlichen Feststellungen unmöglich gewesen, wenn nicht Hr. Dr. Leopold Spiegel in Berlin die grosse Güte gehabt hätte, mir sein chemisches Privatlaboratorium in liberalster Weise zur Verfügung zu stellen; ich bin Hrn. Dr. Spiegel hierfür um so mehr dankbar, als ich die mir durch ihn ermöglichten Untersuchungen für sehr wichtig, ja für ausschlaggebend in dieser ganzen Frage halte.

Bei meinen bisherigen calorimetrischen Untersuchungen bediente ich mich eines neuen, von mir construirten Calorimeters.

Das Bunsen'sche Eiscalorimeter, das in genialster Weise die Aufgabe löst, auch die geringste Eisschmelzung ohne Verlust zu registriren, leidet sowohl in der Bunsen'schen, als auch in der Form, die ihm Schuller und Wartha gaben, an sehr störenden Fehlerquellen, deren Bedeutung und wesentliche Ursachen niemand klarer erkannte, als Bunsen selbst. Zunächst ist die Eis- oder Schneeumgebung des Calorimeters niemals

auf 0° zu halten, sondern unvermeidliche Verunreinigungen verändern die Gefriertemperatur des umgebenden Materiales, und auch die Einrichtung von SCHULLER und WARTHA, das Calorimetergefäss in einen Behälter zu stellen, der zum Theil mit künstlichem, aus destillirtem Wasser hergestellten Eis, im übrigen mit Wasser angefüllt ist, verringert wohl die schädliche Einwirkung der Verunreinigungen, lässt sie aber dennoch nicht völlig verschwinden, und namentlich, wenn seit der Aufstellung des Apparates einige Zeit vergangen ist, kommt die Störung sehr erheblich zur Geltung. Dann ist die Gefriertemperatur des im Calorimeter selbst befindlichen Eismantels nicht 0°, sondern infolge des auf ihr lastenden Quecksilberdruckes etwas herabgesetzt, und zwar variirt diese Schmelzpunktsherabsetzung mit der infolge Schmelzens des Eismantels veränderten Höhe der Quecksilbersäule. Drittens — und dies ist meines Wissens bisher noch nirgends erwähnt — bedarf es zum Schmelzen des Eismantels, das infolge der Herabsetzung seiner Gefriertemperatur durch den Druck der Quecksilbersäule eintritt, eines Energieaufwandes, der nur durch Temperaturherabsetzung zu decken ist; diese dritte Fehlerquelle wirkt also der zweiten antagonistisch, aber alle drei sind in ihren Wirkungen so unberechenbar und dabei von solchem Einfluss, dass die Brauchbarkeit des Apparates dadurch häufig direct in Frage gestellt wird und man bei der Anwendung desselben förmlich vom Zufall abhängig ist.

Ich halte es nun für absolut unmöglich, die Umgebung des Calorimeters eine irgend beträchtliche Zeit hindurch auf 0° zu erhalten, und darum verzichte ich darauf, dies herbeizuführen. Anstatt dessen stellte ich das Calorimetergefäss in ein weites Glasgefäss, das ich im übrigen mit einer die Wärme schlecht leitenden Substanz — ich wählte trockene, mässig fest gestopfte Watte — anfüllte. Dies Watteglas stellte ich in ein grösseres Gefäss, in dem sich durch Eisstücke auf den Schmelzpunkt abgekühltes Wasser befand. Nunmehr habe ich zwar eine dauernde Wärmeleitung durch die Watte hindurch, dieselbe ist jedoch so geringfügig, dass ich den Einfluss der geringen Schmelztemperaturänderung, die durch Verunreinigungen im äusseren Gefäss eintrat, vernachlässigen und die Wärmeleitung durch die Watte hindurch als constant ansehen darf.

Das Calorimetergefäss selbst mit dem darin zu errichtenden Eismantel liess ich unverändert, beseitigte jedoch das Quecksilber als Indicator völlig.

Anstatt das Verbindungsrohr zur Indicatorröhre am Calorimeter unten anzubringen, liess ich am oberen Rande eine Glasröhre anschmelzen, die, nachdem das Calorimeter mit destillirtem Wasser zu etwa $^9/_{10}$ seines Volumens gefüllt war, mittels eines dickwandigen Kautschukschlauches mit einem Hebermanometer verbunden wurde. Als Manometerflüssigkeit wählte ich Baumöl, weil das geringe specifische Gewicht desselben jede Druckschwankung im Apparat um so deutlicher erkennen lässt. Nachdem der Eismantel hergestellt und Temperaturgleichgewicht im ganzen Apparat eingetreten ist, wird das Manometer ins Niveau gestellt, und nach gewissen Zeiten wiederum ins Niveau eingestellt. Die in der Zwischenzeit eingetretene Niveaudifferenz ist die Höhe einer Säule, deren Grundfläche das Lumen des Manometerrohres ist, und deren Volumen einfach angiebt, wie viel Wasser in dieser Zeit durch Eisschmelzen infolge der Wärmeleitung durch die Watte hindurch entstanden ist. Nachdem auf diese Weise die Schmelzungsconstante des Apparates bestimmt ist, wird das Calorimeter zur Bestimmung irgend welcher specifischen Wärme in gleicher Weise benutzt, nämlich durch Bestimmung der Niveaudifferenz im Manometer beim Beginn und beim Ende der Untersuchung. Nach Beendigung des Versuches wird zur Controle nochmals die Schmelzungsconstante des Apparates bestimmt.

Zur Bestimmung des Einflusses von inzwischen etwa eingetretenen Temperaturänderungen der zwischen dem Wasser des Calorimeters und dem Oel des Manometers befindlichen Luft dienen geeignet angebrachte Thermometer.

Bei diesem Calorimeter, ich möchte es „Barocalorimeter" nennen, dessen erstes Exemplar mir Hr. Gast in Berlin, Auguststrasse 15, zu meiner Zufriedenheit hergestellt hat, sind die früher vorhandenen Fehlerquellen des Bunsen'schen Eiscalorimeters beseitigt. Das Arbeiten mit diesem Calorimeter ist sehr einfach: Es bedarf zur Anstellung der Untersuchung nur der Einstellungen ins Niveau und der Höhenablesungen, was mit jeder nöthigen Genauigkeit erreicht werden kann und sicher einfacher und genauer ist, als die jetzige Quecksilberwägung.

Ausserdem bedarf es auch bei der Füllung des Calorimetergefässes mit Wasser nicht der ungemein schwierigen und umständlichen Befreiung des Wassers von aller Luft, die bisher nöthig war. Bei dem neuen Apparat ist bald nach seiner Instandsetzung das Wasser mit Luft und die Luft mit Wasserdampf gesättigt, und bei den jedenfalls minimen Temperaturveränderungen der Luft im Apparat ist deren Sättigungspunkt für Wasserdampf durchaus als constant zu betrachten.

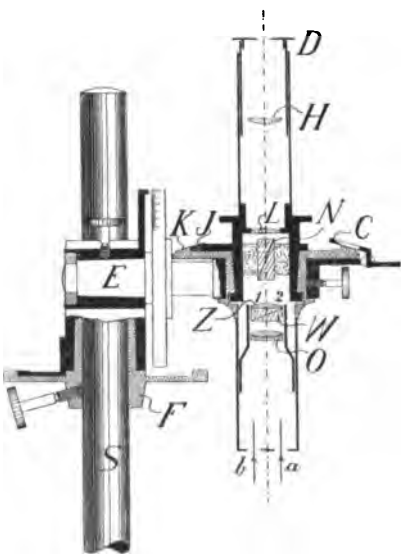
Neues Polarisationsphotometer für weisses Licht[1]*;* *von F. F. Martens.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. October 1899.)

(Vgl. oben S. 198.)

Beschreibung des Photometers.

Die untenstehende Figur zeigt das Photometer vertical nach unten gerichtet. Die beiden miteinander zu vergleichenden Lichtbündel treten durch zwei Oeffnungen *a* und *b* in das Photometer ein und durchlaufen der Reihe nach ein Objectiv *O*, ein doppelbrechendes Kalkspathprisma nach WOLLASTON *W*, ein Zwillingsprisma *Z*, ein Analysatornicol *N* und die beiden Linsen *L* und *H* eines RAMSDEN'schen Oculars. In der centralen Oeffnung der Blende *D* entstehen zwei zusammenfallende Bilder α und β der Oeffnungen *a* und *b*. Das Licht der Bilder α bez. β kommt von den Hälften 1 bez. 2 des Zwillingsprismas her. Das Ocular ist scharf auf die Grenze der Vergleichsfelder 1 und 2 eingestellt. Der Beobachter sieht also die Felder 1 bez. 2 mit Licht erleuchtet, welches durch die Spalte *a* bez. *b* eingetreten ist. — Durch das WOLLASTON-Prisma wird bewirkt, dass das von den beiden Vergleichsfeldern kommende Licht in zwei



1) Das Photometer ohne Stativ wurde am 21. September 1899 auf der 71. Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte in München demonstrirt.

zu einander senkrechten Richtungen geradlinig polarisirt ist. Darauf beruht die Schwächungsvorrichtung des Photometers, das Analysatornicol *N*, welches messbar gedreht werden kann (Index *J*, Kreis *K*).

Das Photometer enthält fast dieselben Bestandtheile, wie das König'sche Spectralphotometer, abgesehen von dem Dispersionsprisma des letzteren; doch ist die Anordnung und Wirkungsweise der einzelnen Theile eine etwas andere. — Wie die durch *D* abgeblendeten Bilder der Oeffnungen *a* und *b* liegen, hängt davon ab, ob man die Ebenen der Doppelbrechung von Wollaston-Prisma und Zwillingsprisma zusammenfallen lässt, wie in der Figur angenommen ist, oder Winkel von 90°, oder Winkel von 45° miteinander bilden lässt. — Was die Kante des Zwillingsprismas anbetrifft, so ist bei dem Photometer erreicht, dass bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit beide Vergleichsfelder ohne jede sichtbare Trennungslinie aneinander grenzen[1]); für die Schnelligkeit und Empfindlichkeit der Einstellung ist dieser Umstand sehr wesentlich.

Das ganze Photometer ist um seine Längsaxe drehbar; diese Drehung wird an dem Theilkreise *K* mittels des Index *C* abgelesen. Ferner kann das Photometer um eine zweite horizontale Axe *E* und um die verticale Büxe *F* messbar gedreht werden. Die ganze Vorrichtung kann an der Säule *S* in beliebiger Höhe festgestellt werden. Sämmtliche Drehungen sind durch Druckschrauben fixirbar. — Diese Einrichtung ist besonders deshalb getroffen worden, damit man das Photometer auf Punkte des Himmelsgewölbes, deren Polarisationszustand man untersuchen will, einstellen kann.

Anwendungen.

Die wichtigste Anwendung des Photometers dürfte die sein, ganz oder theilweise geradlinig polarisirtes Licht zu untersuchen; hierfür scheint es mir geeigneter, als ein mit Nicols ausgerüstetes Weber'sches Photometer.[2])

---

1) Dieser Punkt wurde nach dem Vortrage in längerer Discussion erörtert; an derselben betheiligten sich die Herren Lummer, Martens und König.

2) L. Weber, Schriften d. naturw. Vereins für Schleswig-Holstein 8. Heft 2, 1891.

Das zu untersuchende Licht werde von einer Fläche, deren Intensität J ist, ausgesandt und enthalte die Mengen N bez. P natürlichen bez. geradlinig polarisirten Lichtes.

1. Zunächst handelt es sich darum, die Schwingungsrichtung des polarisirten Lichtantheiles zu finden. Zu dem Zwecke richtet man das Photometer zuerst auf eine gleichmässig helle Fläche, welche natürliches Licht aussendet, und stellt auf gleiche Helligkeit der Vergleichsfelder ein. Lässt man dann das theilweise geradlinig polarisirte Licht eintreten und dreht das ganze Photometer um seine Axe, so giebt es nur vier Stellungen, in denen die beiden Vergleichsfelder gleich hell erscheinen. In diesen vier Stellungen bildet die bekannte Schwingungsebene des vom Analysatornicol durchgelassenen Lichtes mit der gesuchten Schwingungsebene Winkel von 0 oder 90°. Welcher von beiden Fällen vorliegt, zeigt sich sofort, wenn das Photometer aus seiner Gleichheitsstellung etwas herausgedreht wird.

2. Dreht man das ganze Photometer um 45° aus der Gleichheitsstellung heraus, so muss man das Analysatornicol um den Winkel ε drehen, damit wieder gleiche Helligkeit vorhanden ist. Dann berechnet sich das Verhältniss des polarisirten Lichtantheiles P zu der Menge N natürlichen Lichtes aus der einfachen Formel

$$\frac{\frac{N}{2}}{\frac{N}{2}+P} = \operatorname{tg}^2(45-\varepsilon) = \operatorname{tg}^2\alpha.$$

α ist der Winkel, um welchen das Analysatornicol aus der Auslöschstellung für ein Vergleichsfeld herausgedreht worden ist; wir wollen α kurz als „Drehungswinkel des Analysatornicols" bezeichnen.

3. Um die absoluten Werthe von Lichtmengen zu messen, bedarf man einer Vergleichslichtquelle. Als solche dient zweckmässig eine kleine Glühlampe, welche seitlich an dem in der Figur unten gezeichneten Ende des Photometers befestigt ist und durch zwei Reflexionsprismen und eine Milchglasscheibe hindurch die eine der Photometeröffnungen, z. B. a, beleuchtet. Die Glühlampe rufe in der Oeffnung a selbst die Beleuchtungsstärke L hervor. Vor der anderen Photometer-

öffnung, b, ist eine wegschlagbare Milchglasscheibe angebracht, welche den Bruchtheil k des auffallenden Lichtes durchlasse. Die Aichung des Photometers zerfällt dann in die Bestimmung von L und von k. Zu dem Zwecke stellt man eine Normallampe von genau bekannter Kerzenstärke oder einer HEFNER-Lampe in der Photometeraxe in bestimmter Entfernung von b auf und beleuchtet b einmal durch eine, dann durch zwei Milchglasscheiben hindurch.

Um die Leuchtkraft oder Lichtstärke einer Lichtquelle (in HEFNER-Kerzen) zu messen, bringt man die zu untersuchende Lichtquelle an die Stelle der Normallampe bez. HEFNER-Lampe und beleuchtet b durch die Milchglasscheibe hindurch. — Um die Beleuchtungsstärke oder indicirte Helligkeit (in Meterkerzen) zu messen, welche z. B. vom Tageslicht in einer bestimmten Ebene des Zimmers hervorgerufen wird, stellt man das Photometer senkrecht zu der Ebene nach dem Lichte hin gerichtet so auf, dass die die Oeffnung b bedeckende Milchglasscheibe in der Ebene liegt. — Um die Intensität oder Flächenhelligkeit einer sehr hellen Fläche (in HEFNER-Kerzen) zu messen, entwirft man durch eine Linse ein reelles Bild der Fläche auf der Milchglasplatte; ein zwischen Linse und Milchglasplatte befindliches Rohr blendet alles falsche Licht ab. Ist die Intensität J zu gering für diese Methode, so richtet man das Photometer ohne Milchglasscheibe und Linse direct auf die zu untersuchende Fläche.

Diesen Fall wollen wir etwas näher betrachten. Wir haben vorhin angenommen, die pro Flächeneinheit ausgesandte Lichtmenge, d. h. die Intensität J setze sich zusammen aus der Menge N bez. P natürlichen bez. geradlinig polarisirten Lichtes. Dann muss man zwei Einstellungen des Photometers auf gleiche Helligkeit der Vergleichsfelder vornehmen. Zwischen den beiden Einstellungen ist das ganze Photometer um 90^0 um seine Axe zu drehen. Sind α_1 und α_2 die beiden Drehungswinkel des Analysatornicols, so ist einfach

$$J = P + N = \text{const.}\,(\operatorname{tg}^2\alpha_1 + \operatorname{tg}^2\alpha_2).$$

4. Schaltet man zwischen ein Nicol und die Photometeröffnungen eine active Substanz ein, so hat man in der Drehung

des ganzen Photometers ein Mittel, um die Drehung der Polarisationsebene zu messen. Die theoretische Empfindlichkeit der Einstellung auf gleiche Helligkeit ist bei gleicher Beschattung des Gesichtsfeldes halb so gross als bei den üblichen Halbschattenpolarisatoren nach LIPPICH u. A.

5. Ferner ist das Photometer geeignet, um die Absorption einer farblosen Substanz, z. B. die Schwärzung einer eine gewisse Zeit belichteten und in bestimmter Weise entwickelten photographischen Platte, zu bestimmen. Besitzen gefärbte Substanzen, wie z. B. einige farbige Gläser, keine scharf ausgeprägten Absorptionsbanden, so kann man durch Einschalten selectiv absorbirender Substanzen im Inneren des Photometers die Absorption der Substanz für verschiedene Farben messen.

Berlin, Optische Werkstätte von FRANZ SCHMIDT & HAENSCH.

71. Versammlung deutscher Naturforscher und Aerzte zu München.

Auf Antrag des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft hat die Physikalische Section der Naturforscherversammlung folgenden Beschluss gefasst und der Geschäftsleitung der Versammlung unterbreitet:

„Die Physikalische Section spricht den Wunsch aus, dass auch in Zukunft ihr Einführender sich vor der Versammlung mit dem wissenschaftlichen Ausschuss der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Verbindung setzt und die Tagesordnungen der einzelnen Sitzungen, sowie insbesondere auch die gemeinschaftlichen Sitzungen mit anderen Sectionen in Gemeinschaft mit diesem feststellt."

Damit dies in wirksamer Weise geschehen und das aufgestellte Programm der einzelnen Sitzungen womöglich schon vor dem Beginn der Versammlung im ersten Tageblatte bekannt gemacht werden kann, soll bereits in den Einladungen darauf hingewiesen werden, dass alle Vorträge bis spätestens zum 10. September jeden Jahres bei dem betreffenden Einführenden angemeldet werden sollen mit dem Hinweise, dass nur für diese Vorträge, nicht aber für später angemeldete, die Gewähr geleistet werden kann, dass sie in das Programm der Abtheilungssitzungen aufgenommen werden.

Ferner hat die Physikalische Section unter Zustimmung der anwesenden Meteorologen Trennung der Physik von der Meteorologie beschlossen, die in Zukunft eine eigene Section bilden soll.

Zu den von der Royal Society of London für die internationale Bibliographie der Naturwissenschaften aufgestellten Ordnungsschemata sind von deutscher Seite Gegenentwürfe gemacht worden. Diese Gegenentwürfe lagen dem wissenschaftlichen Ausschuss vor, welcher, zum Theil aus dieser

Veranlassung, beschlossen hat, folgende Erklärung zur Kenntniss des Reichsamtes des Innern zu bringen.

Der wissenschaftliche Ausschuss der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erklärt, dass der „International Catalogue of Scientific Litterature" seinen Zweck für das Gebiet der Physik nur dann erreichen kann, und dass Aussicht auf Betheiligung und Benutzung seitens der deutschen Physiker nur dann vorhanden sein wird, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. Die mathematische Physik darf in keinem Falle von der Experimentalphysik getrennt werden.

2. Physikalische Chemie und Krystallographie müssen gesondert und zu mässigen Preisen für den Physiker käuflich sein, damit dieser etwas absolut Vollständiges erwerben kann, denn in beinahe ausreichender, wenn auch nicht ganz vollständiger Weise wird er durch „Beiblätter" und „Fortschritte der Physik" orientirt. Der Catalog muss daher, wenn er dem Physiker dienen soll, die Literatur über die Physik einschliesslich ihrer Nachbargebiete zu einem nicht allzu hohen Preise bringen.

Sitzungen der Abtheilung für Physik.

Sitzung vom 18. September 1899.

H. Ebert (München): Nekrolog auf E. v. Lommel.

A. Wüllner (Aachen): Ueber Spectren der Kathoden- und Canalstrahlen.

F. Geitel (Braunschweig): Ueber Radium und Polonium.

Sitzung vom 19. September 1899 Vormittags.

C. Heincke (München): Ueber Wechselstromenergie.

L. Fomm (München): Photographien der Structur trockener Hölzer.

J. Elster (Wolfenbüttel): Elektricitätszerstreuung in der freien Atmosphäre.

O. Faller (Zweibrücken): Eine neue Anschauung über die Reibung.

R. Emden (München): Demonstration eines sehr rasch rotirenden Spiegels.

Sitzung vom 19. September 1899 Nachmittags.

J. Klemenčič (Innsbruck): Versuch über das Mitschwingen nach Boltzmann.

Cerebotani (München): Typendrucktelegraph.

M. Planck (Berlin): Irreversible Strahlungsvorgänge.

E. Pringsheim (Berlin): Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers.

Sitzung vom 21. September 1899.

E. Aschkinass (Berlin): Ueber anomale Dispersion im ultrarothen Spectralgebiet.

E. Hagenbach-Bischoff (Basel) und R. Emden (München): Versuche mit Druckluft.

C. Dieterici (Hannover): Ueber die Zustandsgleichung von van der Waals.

G. Kahlbaum (Basel): Metalldestillation.

F. F. Martens (Berlin): Neues Polarisationsphotometer für weisses Licht.

F. F. Martens (Berlin): Neues Vergleichscolorimeter für Spectroskope.

L. Arons (Berlin): Lichtbogen zwischen Metallelektroden.

M. Levy (Berlin): Quecksilberstrahlunterbrecher.

R. Straubel (Jena): Ueber die Energiebahnen des gebeugten Lichtes.

R. Emden (München): Schlieren in einem Luftstrahl.

Gemeinsame Sitzung der Abtheilung für Physik und Meteorologie mit der Abtheilung für angewandte Mathematik und Physik zur Besprechung über die experimentellen Grundlagen der Thermodynamik.

E. Warburg (Berlin): Ueber die Wärmeeinheit.

R. Mollier (Dresden): Daten, welche die Eigenschaften der Gase und Dämpfe bestimmen, insbesondere specifische Wärme, latente Dampfwärme und Dichte.

Gemeinsame Sitzung der Abtheilung für Physik und Meteorologie mit den Abtheilungen für Chemie und Mineralogie am 22. September 1899.

M. Markwald (Berlin): Ueber Phototropie.

Hagenbach (Bonn): Reducirende Wirkung elektrolytisch abgeschiedener Metalle.

W. Ramsay (London): Ueber die neuentdeckten Gase Argon, Helium, Neon, Crypton und Xenon.

W. Ostwald (Leipzig): Periodisch-veränderliche Reactionsgeschwindigkeit.

Wulff (Schwerin): Methoden der künstlichen Krystallzucht.

Sitzung der meteorologischen Gruppe am 19. und 22. September 1899.

Bjerknes (Stockholm): Ueber die Mechanik der Cyklone.

P. Bergholz (Bremen): Tropenorkane

R. Börnstein (Berlin): Ueber Luftdruckvertheilung.

H. Maurer (Hamburg): Erdmagnetische Beobachtungen in Deutsch-Ostafrika.

Krebs (Hagen): Ueber Luftdruckbeobachtungen in Britisch-Indien und Luftwogen.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 12.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 3. November 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Der Vorsitzende macht vor Eintritt in die Tagesordnung Mittheilungen aus einem vom Preussischen Unterrichts-Ministerium übersandten Circular, welches die Internationale Ausstellung zu Glasgow im Jahre 1901 anbetrifft.

Er berichtet dann, dass der Vorstand der Gesellschaft die hiesige Technische Hochschule zu ihrer vor kurzem begangenen Feier des hundertjährigen Bestehens durch eine Adresse beglückwünscht hat, die folgenden Wortlaut hatte:

Der Königlichen Technischen Hochschule zu Berlin bringt die Deutsche Physikalische Gesellschaft die herzlichsten Glückwünsche zur Hundertjahrfeier dar.

Eine erhebende Thatsache wird durch dieses Fest zum Ausdruck gebracht: Das einmüthige Zusammenwirken zwischen Theorie und Praxis, welches in der deutschen Technik sich herausgebildet hat und welches bezeugt wird durch die gleichzeitige Gegenwart so vieler Lehrer und Meister sowie durch die imponirende Stiftung, mit der die technischen Hochschulen Deutschlands seitens der Deutschen Industrie beschenkt wurden.

An diesen glänzenden Erfolgen nimmt die Deutsche Physikalische Gesellschaft warmen Antheil. Gehört doch die Physik zu den Fundamenten, auf welchen der stolze Bau der Technik gegründet ist, wird doch der wissenschaftliche Fortschritt auf physikalischem Gebiet durch die von der Technik gelieferten Hülfsmittel mächtig gefördert.

Möge diese glückliche Wechselwirkung lebendig bleiben, möge der Technik der ideale Zug, welcher den grossen Erfindern eignet, nicht verloren gehen und möge die Wissenschaft durch die erfrischende Berührung mit Leben und Praxis auf fruchtbaren Wegen festgehalten werden.

Im Auftrage des Vorstandes der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
der Vorsitzende
E. Warburg.

Hr. **O. Lummer** spricht nach gemeinsam mit Hrn. **E. Pringsheim** angestellten Versuchen

1. über die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins,
2. über Temperaturbestimmung fester glühender Körper.

Hr. **Boas** demonstrirt dann

ein Photometer zur Bestimmung der Contrastintensität der Röntgenstrahlen.

Hr. **H. du Bois** bespricht endlich nach gemeinsam mit Hrn. **O. Liebknecht** ausgeführten Versuchen

die moleculare Susceptibilität der Salze seltener Erden.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Geh. Rath Röntgen in Würzburg.
Hr. Dr. R. Straubel in Jena, Beethovenstrasse 2.
Hr. Dr. A. Hagenbach in Bonn.
Hr. Prof. Dr. K. R. Koch in Stuttgart.
Hr. Dr. C. Pulfrich in Jena.
Hr. Prof. Dr. H. Weber in Braunschweig.
Hr. Dr. R. Emden, Privatdocent an der Techn. Hochschule in München.

---

1. *Die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins;* 2. *Temperaturbestimmung fester glühender Körper;* *von O. Lummer und E. Pringsheim.*[1])

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. November 1899.)

(Vgl. oben S. 214.)

1. Die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins.

a) Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers.

In Fortsetzung der früher von uns mitgetheilten Untersuchungen[2]) wurden drei neue Versuchsreihen über die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers ausgeführt, die wir im Anschluss an die früheren Serien I und II mit III, IV und V bezeichnen wollen. Serie III hatte den Zweck, die Messungen im Spectrum nach den langen Wellen hin auszudehnen. Sie wurde angestellt mit einem elektrisch geglühten schwarzen Körper[3]), bei dem die Rückwand des strahlenden cylindrischen Hohlraumes nicht aus einer einfachen Querwand, sondern aus den Hohlräumen eines Bündels kleiner Porzellanröhrchen bestand. Für die Serien IV und V diente ein anderer schwarzer Körper, dessen strahlender Hohlraum der Bedingung vollkommener Helligkeitsgleichheit noch besser als der Röhrchenkörper genügte. Serie IV umfasst das grösste von uns bisher mit dem elektrisch geglühten schwarzen Körper erreichte Temperaturintervall. Serie V wurde angestellt, um ein Urtheil zu gewinnen, inwieweit die Resultate von der Individualität der spectralen Zerlegung abhängen.

1) Die Resultate dieser Untersuchung sind im wesentlichen in der Sitzung vom 19. September 1899 der Abtheilung f. Physik der Naturforscherversammlung zu München mitgetheilt worden. Für die thätige Mitwirkung bei Ausführung dieser Arbeit sprechen wir Hrn. W. Braun, techn. Assistent an der Reichsanstalt, unsern besten Dank aus.

2) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutschen Physikal. Gesellsch. 1. Nr. 1. p. 23—41. 1899.

3) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verhandl. d. Physikal. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106—111. 1898.

Die Versuchsanordnung bei den Serien III und IV unterschied sich von der früher beschriebenen dadurch, dass die Absorption der Kohlensäure und des Wasserdampfes in der Luft zum grössten Theile beseitigt war. Zu diesem Zwecke war das Spectrobolometer in einen innen und aussen mit Stanniol belegten Holzkasten eingebaut, aus dem nur das Spaltrohr herausragte. Die im Kasten befindlichen Fenster ermöglichten von aussen die Einstellung des Bolometers auf das *D*-Licht, die Ablesung der Theilung und die Justirung des schwarzen Körpers vor dem Spalt. In der Minimumstellung kann man nämlich mit Hülfe der an der Prismenfläche reflectirten Strahlen genau beurtheilen, ob die strahlende Oeffnung des schwarzen Körpers den Spalt symmetrisch ausfüllt und ob wirklich nur die von der Hinterwand des strahlenden Hohlraumes ausgehenden Strahlen wirksam sind, deren Temperatur das Thermoelement angiebt. Alle nothwendigen Einstellungen des Spectrometers konnten von aussen mit Hülfe von Stopfbüchsen vorgenommen werden. Der Spalt war durch eine Flussspathplatte abgedichtet. Im Kasten befanden sich Glasgefässe, die mit Phosphorsäure bez. Kalihydrat gefüllt waren. Ein von aussen betriebener Ventilator sorgte für schnelle Circulation der Luft, sodass die Trocknung innerhalb weniger Stunden hergestellt war. Ein nach H. Hertz construirtes Hygrometer liess den Grad der Trockenheit erkennen.

Die Abblendung des Bolometers war insofern verbessert, als die an dem bestrahlten Zweig vorbeigehenden Strahlen des Spectrums auf die Platte eines Gauss'schen Oculars fielen, von der sie auf eine Sammetwand reflectirt und hier unschädlich gemacht wurden. Die eventuell diffus zum Bolometer zurückkehrende Strahlung trifft beide Bolometerzweige gleichmässig und ist daher ohne Einfluss. Beugende Kanten wurden nach Möglichkeit vermieden. Die vor dem Spalt befindliche wassergespülte Klappe wurde nur 10 mm dick gewählt, um die absorbirende Luftschicht zwischen der Oeffnung des schwarzen Körpers und dem Spalt möglichst zu verringern.

Bei den jetzigen Versuchen wurde eine noch grössere Constanz der Temperatur des schwarzen Körpers erzielt als bei den früheren dadurch, dass man die Spannung an den Enden des schwarzen Körpers beobachtete und darnach den

Heizstrom regulirte. Bei der grossen Constanz der benutzten Accumulatorenbatterie von 150 Amp. Entladungsstrom war es

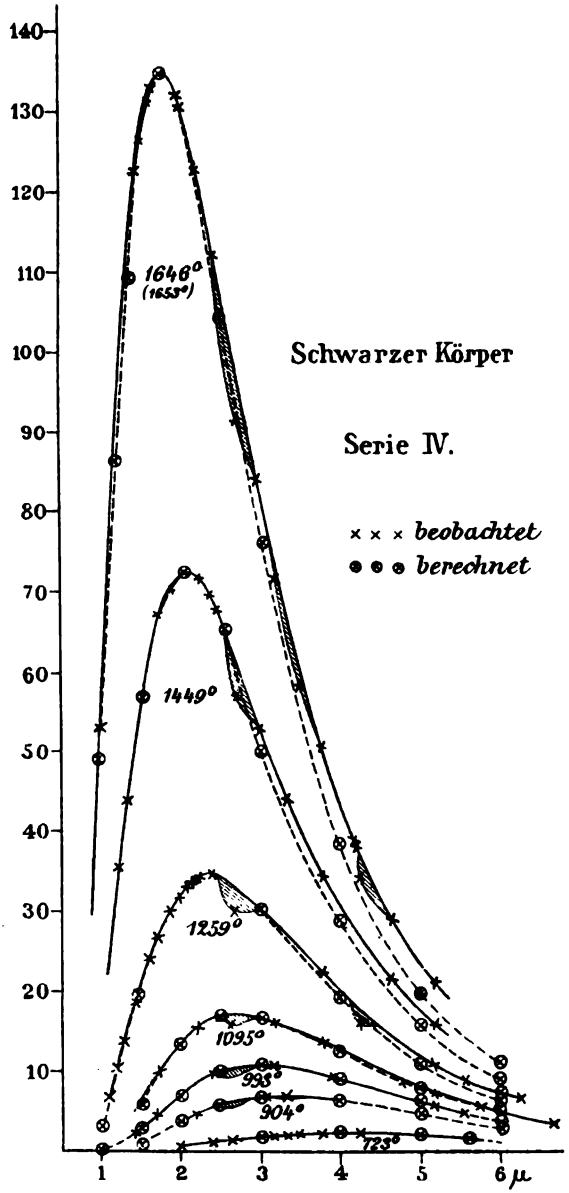


Fig. 1.

somit leicht, die gewünschte Temperatur bis auf einige Grade genau herzustellen und auf etwa einen Grad genau constant zu halten.

Die Beobachtungsresultate wurden ebenso verwerthet, wie früher. Die auf das Normalspectrum reducirten Beobachtungen wurden in Gestalt von Energiecurven graphisch dargestellt und aus ihnen die Lage (λ_m) und die Grösse (E_m) der maximalen Energie abgeleitet. In Fig. 1 sind die so gefundenen Energiecurven der Serie IV wiedergegeben. Aus ihnen erkennt man ohne weiteres, wie sehr die bekannten Absorptionsbanden des Wasserdampfes und der Kohlensäure bei etwa 2,7 μ bez. 4,5 μ gegen früher zusammengeschrumpft sind. Die bei unseren ersten Versuchen etwa 6 Proc. betragende Absorptionsbande bei 1,8 μ [1]), welche früher noch nicht beobachtet worden ist, hat eine analoge Reduction erfahren, und ist demnach als eine Absorptionsbande des Wasserdampfes oder der Kohlensäure aufzufassen. Dagegen ist die bei etwa 3,35 μ liegende Senkung der Energiecurve in unverminderter Grösse erhalten geblieben, sodass sie weder vom Wasserdampf noch von der Kohlensäure herzurühren scheint.

Die Absorption des Flussspathes, welche in der Nähe von 6 μ beginnt und nach den grösseren Wellenlängen hin schnell zunimmt, ist in der Fig. 1 noch nicht berücksichtigt.

In der Tab. I sind die Resultate der Serie IV wiedergegeben. Die Bezeichnung ist analog der früheren. Die in

Tabelle I.

Absol. Temp.	λ_m	E_m	$A = \lambda_m . T$	$B = E_m . T^{-5}$	$T = \sqrt[5]{E_m / B_{\text{mittel}}}$	Diff.
1646 °	1,78	270,6	2928	$2246 . 10^{-17}$	1653,5 °	+7,50 °
1460,4	2,04	145,0	2979	$2184 . 10^{-17}$	1460,0	−0,4
1259,0	2,35	68,8	2959	$2176 . 10^{-17}$	1257,5	−1,5
1094,5	2,71	34,0	2966	$2164 . 10^{-17}$	1092,3	−2,2
998.5	2,96	21,50	2956	$2166 . 10^{-17}$	996,5	−2,0
908,5	3,28	13,66	2980	$2208 . 10^{-17}$	910,1	+1,6
723	4,08	4,28	2950	$2166 . 10^{-17}$	721,5	−1,5
621,2	4,53	2,026	2814	$2190 . 10^{-17}$	621,3	+0,1
			Mittel = 2940	$2188 . 10^{-17}$		

1) Vgl. O. Lummer u. E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutschen Physikal. Gesellsch. Fig. 1. 1. Nr. 1. p. 34. 1899.

der letzten Verticalcolumne stehenden Werthe sind die Differenzen zwischen den beobachteten Temperaturen (erste Verticalcolumne) und den mit dem Mittelwerthe von B berechneten Temperaturen (vorletzte Columne).

Diese über ein Temperaturintervall von über 1000° (621° bis 1646° abs.) sich erstreckenden Versuche zeigen also, dass die WIEN'schen Gesetze

(1) $$\lambda_m T = \text{const.} = A$$

und

(2) $$E_m T^{-5} = \text{const.} = B$$

erfüllt sind. Die geringen Abweichungen der Werthe A liegen innerhalb der Genauigkeit, mit der man λ_m experimentell bestimmen kann. Die Uebereinstimmung der Werthe B, in welche die Temperatur mit der fünften Potenz eingeht, ist um so überraschender, als die Temperaturen über 1000° auf einer Extrapolation beruhen. Diese ist nach einer quadratischen Gleichung[1]) ausgeführt worden, deren Constanten uns von den Herren HOLBORN und DAY mitgetheilt wurden. Die benutzte Temperaturscala beruht auf einer Vergleichung des LE CHATELIER'schen Thermoelementes mit dem Stickstoffpyrometer aus Platiniridium. Soweit die Temperaturscala festgelegt ist, sind also die Versuche ein Beweis dafür, dass das WIEN'sche Verschiebungsgesetz gilt. Unter der Voraussetzung, dass dieses Gesetz allgemein gültiger Natur ist, kann man die Constanz von B für die extrapolirten Temperaturen als Beleg für die Berechtigung der Extrapolation ansehen. Bei der höchsten beobachteten Temperatur liegt die Differenz zwischen der aus der thermoelektrischen Kraft extrapolirten und der aus der Strahlung berechneten Temperatur schon ausserhalb der Beobachtungsfehler. Wir halten die durch Strahlung bestimmte Temperatur 1653° für die zuverlässigere und haben daher in der Fig. 1 die weiter unten erörterte „theoretische" Curve für die Temperatur 1653° gezeichnet.

Bei der Serie V wurde das früher benutzte RUBENS'sche Flussspathprisma ersetzt durch ein von Hrn. F. BRAUN in Strassburg gütigst zur Verfügung gestelltes Prisma von etwa

1) L. HOLBORN u. L. DAY, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1899, p. 691—695.

3 × 3 cm Seitenfläche. Dieses Prisma zeichnet sich durch besondere Klarheit aus und ist nach brieflicher Mittheilung des Hrn. Dr. CZAPSKI wohl das beste, was aus der ZEISS'schen Werkstätte hervorgegangen ist.

Der brechende Winkel des RUBENS'schen Prismas betrug nahe 54°, derjenige des BRAUN'schen fast genau 60°. Diese geringe Differenz im brechenden Winkel hat gleichwohl eine bedeutende Aenderung der Dispersionscurve im Gefolge.

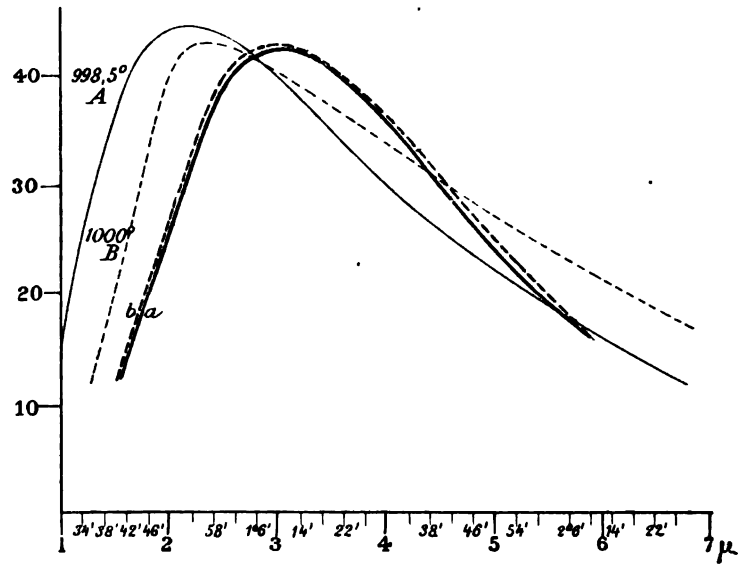


Fig. 2.

Infolge des geänderten Strahlenganges hätte der Einbau des Apparates in den Kasten Schwierigkeiten gemacht. Wir verzichteten darum vorläufig auf die grössere durch die Beobachtung im absorptionsfreien Raume erreichbare Genauigkeit und führten die lediglich zur Controle dienenden Versuche der Serie V in gewöhnlicher Luft aus. Auch sie führten zu demselben Resultate wie die Serie IV; es ergab sich $\lambda_m . T = A = 2930$ und die Beziehung $E_m . T^{-5} = B$ war für das untersuchte Temperaturintervall vollkommen erfüllt. Die mit beiden Prismen erhaltenen Energiecurven weichen an keiner Stelle um mehr als 3,5 Proc. voneinander ab. In Fig. 2 sind A und B die prismatischen Energiecurven, a und b die diesen entsprechenden,

auf das Normalspectrum bezogenen Curven für die absolute Temperatur von etwa 1000°. Die Curve A ist mit dem Prisma von 54°, die Curve B ist mit dem 60°-Prisma beobachtet. Aus der guten Uebereinstimmung der Curven a und b kann man bei der Verschiedenheit der prismatischen Curven A und B schliessen, dass unsere Beobachtungen frei von gröberen systematischen Fehlern sind, soweit diese von der Versuchsanordnung abhängen.

Die mit dem Röhrchenkörper angestellten Versuche der Serie III ergeben gleichfalls $\lambda_m . T = \text{const.} = 2940$, während die maximale Energie E_m mit der 5,05ten Potenz fortschreitet. Es kann dies nur daher rühren, dass bei diesem schwarzen Körper niemals vollkommene Helligkeitsgleichheit zwischen der Hinterwand und der cylindrischen Seitenwand erreicht werden konnte. Somit scheint auch unsere frühere Vermuthung bestätigt, dass die bei der Serie II gefundene Abweichung von dem Gesetz (2) nur auf einem Defect des damals benutzten Strahlungskörpers beruhte. Nur wenn der strahlende Hohlraum bei genügend kleiner Oeffnung keine Helligkeitsdifferenzen zeigt, ist zu erwarten, dass die Gleichung (2) erfüllt wird, und umgekehrt ist ihre experimentelle Bestätigung ein sehr empfindliches Kriterium für die Schwärze des strahlenden Körpers. Neuerdings ist es gelungen, einen schwarzen Körper herzustellen, dessen strahlender Hohlraum ohne äusseres Zuthun bei allen Temperaturen gleichmässig glüht und der bis zu einer Temperatur von über 1920° abs. erhitzt werden kann.

Zwecks weiterer Verwerthung der Versuchsresultate wurden die Mittelwerthe von A und B benutzt, um die Constanten C und c der Formel für die Energievertheilung im Spectrum

$$E = C\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda T}} \tag{3}$$

zu bestimmen. Die nach dieser Formel mit den Constanten

$$A = 2940$$

und

$$B = 2188 . 10^{-17}$$

berechneten Energiecurven sind in Fig. 1 gestrichelt gezeichnet. Sie zeigen wieder, dass die Formel (3) im allgemeinen die Versuche gut wiedergiebt. Die vorhandenen Abweichungen

sind genau der gleichen Art wie die der Serie I unserer früheren Versuche.[1])

Dass die Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung systematischer Natur sind, tritt deutlich hervor, wenn man aus den beobachteten Curven die „isochromatischen Geraden“

$$\log E = \gamma_1 - \gamma_2 \cdot \frac{1}{T}$$

bildet und das zu jeder Geraden gehörige Werthepaar γ_1 und γ_2 bestimmt. Daraus ergiebt sich mit Hülfe der Gleichungen

$$\log C = \gamma_1 + 5 \log \lambda$$

und

$$c = \gamma_2 \frac{\lambda}{\log e}$$

für jede isochromatische Gerade ein Werthepaar von C und c. Diese Werthepaare zeigen in Uebereinstimmung mit unserem früheren Resultat einen deutlichen Gang, indem sie mit wachsender Wellenlänge zunehmen. Bei allen bisher angestellten Serien ist dieser Gang nahezu der gleiche, immer findet sich bei derselben Spectralstelle nahe derselbe Werth von c. Stieg dieser bei Serie I von 13500 bis 16500 innerhalb des Wellenlängengebietes 1,2 μ und 5 μ, so giebt die nach den längeren Wellen ausgedehnte neue Serie III ein Steigen bis etwa 18500 bei 8,3 μ. Dieses Wachsen von c mit der Wellenlänge ist im Einklang mit dem Resultate von Beckmann[2]), welcher für die Wellenlänge von ca. 24 μ die isochromatische Gerade des schwarzen Körpers beobachtete und hieraus für c den Werth 24000 fand.

Einer Veränderung im Werthe von C entspricht eine Parallelverschiebung, einer Aenderung von c eine Drehung der isochromatischen Geraden. Wo der Werth von C einen Sprung macht, ist auf einen Energiesprung zu schliessen. Jede grössere Absorptionslücke giebt sich also auf diese Weise zu erkennen. Da der Werth von c nur durch eine Drehung der isochromatischen Geraden geändert wird, so sind für ihn alle

---

1) Vgl. O. Lummer u. E. Pringsheim, l. c. Fig. 1.

2) H. Beckmann, Inaug.-Dissert. Tübingen 1898. Vgl. H. Rubens, Wied. Ann. 69. p. 576—588. 1899.

jene Einflüsse ohne Belang, welche die Energiebeobachtungen für die betreffende Wellenlänge bei allen verschiedenen Temperaturen im gleichen procentischen Verhältnisse treffen. Die Absorption durch den Wasserdampf und die Kohlensäure der Luft, die selective Reflexion der Silberspiegel und die selective Absorption des Prismas sowie des Bolometerbelages (Platinschwarz) sind demnach ohne Einfluss auf die Grösse von c.

Selbst von der Natur des strahlenden Körpers ist der aus einer isochromatischen Geraden gefundene Werth von c nur insofern abhängig, als sich das Emissionsvermögen des strahlenden Körpers für die betreffende Wellenlänge mit der Temperatur ändert. Falls diese Aenderung eine geringe ist, so ist zu erwarten, dass der für verschiedenartige strahlende Körper aus der Isochromate einer und derselben Wellenlänge gefundene Werth c nahe der gleiche sein wird. In Uebereinstimmung damit steht das Resultat, dass nicht nur der Gang, sondern auch der Werth von c der früher mitgetheilten Serie II fast der gleiche ist wie bei den übrigen Serien, obwohl der dabei benutzte Strahlungskörper vom schwarzen abweicht, da er der Gleichung (2) nicht genügt. Bei ihm schreitet die maximale Energie ja nicht zur 5^{ten}, sondern zur $5{,}2^{ten}$ Potenz der absoluten Temperatur fort.

Durch das gleichmässige Wandern von c bei den unter verschiedenen experimentellen Anordnungen und mit verschiedenen elektrisch geglühten schwarzen Körpern angestellten Serien ist wahrscheinlich gemacht, dass die Abweichungen zwischen der beobachteten und nach Formel (3) berechneten Energiecurven nicht auf zufälligen Beobachtungsfehlern beruhen.

Aus dem Wandern von c und C lässt sich der Schluss ziehen, dass die isochromatischen Curven $\log E = f(1/T)$ keine vollkommenen Geraden sein können, vorausgesetzt, dass der benutzte elektrisch geglühte schwarze Körper das Stefan-Boltzmann'sche Gesetz und das Wien'sche Verschiebungsgesetz erfüllt. Wenn nämlich für einen Strahlungskörper die isochromatischen Curven vollkommene Geraden sind, so folgt, dass seine Strahlung dargestellt werden muss durch die Gleichung:

$$E_\lambda = F(\lambda) . e^{-\frac{f(\lambda)}{T}} .$$

Das ist aber die Gleichung, aus der W. WIEN unter Voraussetzung des STEFAN'schen und seines Verschiebungsgesetzes das Vertheilungsgesetz für den schwarzen Körper:

$$E = C.\lambda^{-5}.e^{-\frac{c}{\lambda T}}$$

theoretisch einwandsfrei hergeleitet hat. Ein Strahlungskörper, der diese Formel erfüllt, giebt also isochromatische Geraden, und diese liefern alle die gleichen Werthepaare C und c. Der von uns benutzte elektrisch geglühte schwarze Körper giebt dieses Vertheilungsgesetz nicht exact wieder. Es ist also ausgeschlossen, dass er dem STEFAN'schen Gesetz und dem WIEN'schen Verschiebungsgesetz folgt und ausserdem noch isochromatische Geraden besitzt. Als wir auf Grund dieser Ueberlegung die isochromatischen Curven einer nochmaligen genauen Prüfung unterzogen, ergaben sich in der That deutliche Anzeichen dafür, dass sie nicht vollkommen gerade, sondern nach der $1/T$-Axe schwach convex gekrümmt sind.

Die Krümmung schon einer Isochromate eines Körpers lehrt, dass seine Strahlung von der durch die Formel (3) dargestellten abweicht. Die Krümmung einer isochromatischen Curve in der Darstellung $\log E = f(1/T)$ ist nur ein anderer Ausdruck dafür, dass die Abweichung zwischen Beobachtung und Theorie für die betreffende Wellenlänge einen Gang hat, der nicht proportional der Temperatur ist. Die Krümmung ist aber ein so unempfindliches Kriterium, dass sie uns früher entgangen ist. Ein sehr viel empfindlicheres Kriterium für die vorhandene Krümmung ist das Wandern des Werthepaares C und c, welches jeder isochromatischen „Geraden" zukommt.

Neuerdings hat die Formel (3) auch in theoretischer Hinsicht an Bedeutung wesentlich gewonnen dadurch, dass sie von Hrn. PLANCK in Einklang mit der elektromagnetischen Lichttheorie gebracht worden ist. In seinen Arbeiten über die irreversiblen Strahlungsvorgänge behandelt PLANCK[1]) die Wechselwirkung zwischen frei im Vacuum fortschreitenden, elektromagnetischen Wellen und Resonatoren, die auf eine bestimmte Periode ansprechen. In der Schlussabhandlung defi-

1) M. PLANCK, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1897, p. 57—68, p. 715—717, p. 1122—1145; 1898, p. 449—476; 1899, p. 440—480.

nirt er eine Grösse, welche er die totale elektromagnetische Entropie des Systemes nennt und von der er beweist, dass sie dem Entropiegesetz genügt, dass also ihr Werth bei einer Aenderung des betrachteten Strahlungsvorganges zunimmt. Er berechnet sodann denjenigen Zustand (Energievertheilung) für welchen die so definirte Entropie ein Maximum hat, also den stabilen Gleichgewichtszustand der elektromagnetischen Strahlung. Zu diesem Zwecke lässt er den Strahlungsvorgang sich in einem vollständig geschlossenen Hohlraum abspielen. In einem solchen Hohlraum ist, wie KIRCHHOFF auf thermodynamischen Wege nachgewiesen hat, die Strahlung nur abhängig von der Temperatur, nicht aber von der Art der strahlenden Körper und zwar ist die Strahlungsdichtigkeit in diesem Raume gleich der des vollkommen schwarzen Körpers. Nach W. WIEN[1]) kann man diese Strahlung auffassen als stabilen Gleichgewichtszustand, für den also die thermodynamische Entropie ein Maximum hat.

Erkennt man die elektrodynamische Natur der Licht- und Wärmestrahlung an, so ist auch der elektrodynamische Gleichgewichtszustand mit dem thermodynamischen identisch, sodass die von PLANCK für ersteren abgeleitete Energievertheilung diejenige des schwarzen Körpers ist. Diese Identität führt Hrn. PLANCK gleichzeitig zu einer elektromagnetischen Definition der Temperatur. Die so abgeleitete Formel für die Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers stimmt überein mit der Formel

$$E = C.\lambda^{-5}.e^{-\frac{\lambda}{cT}}$$

und Hr. PLANCK spricht es aus, dass dieses Gesetz eine nothwendige Folge der Anwendung des Principes der Vermehrung der Entropie auf die elektromagnetische Strahlung ist und dass daher die Grenzen seiner Gültigkeit, falls solche überhaupt existiren, mit denen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie zusammenfallen. Soviel uns scheint, wäre die PLANCK'sche Theorie erst zwingend, wenn wirklich nachgewiesen werden kann, dass jede von obiger Gleichung abweichende Form zu einem Ausdruck der Entropie führt, der dem Entropiegesetz widerspricht.

1) W. WIEN, Wied. Ann. 52. p. 132—165. 1894.

Für niedere Temperaturen (373° abs. bis 723° abs.) hat Hr. F. Paschen[1]) die Energievertheilung im Spectrum des schwarzen Körpers gemessen und innerhalb 2—9 μ in vollkommener Uebereinstimmung mit der Wien-Planck'schen Gleichung gefunden. Als Strahlungskörper benutzt er nach dem Princip von W. Wien und O. Lummer[2]) construirte Hohlräume und zwar in Bädern erhitzte Hohlkugeln. Auch unsere Versuche lassen erkennen, dass die Abweichung zwischen Theorie und Beobachtung umso kleiner wird, je tiefer die Temperatur des strahlenden Körpers ist. Die mit der Temperatur zunehmenden Abweichungen übertreffen jedenfalls an Grösse beträchtlich die Fehler, welche von der Verunreinigung des Spectrums durch diffuse Strahlung herrühren. Ehe wir jedoch ein endgültiges Urtheil über die Gültigkeit der Wien-Planck'schen Gleichung fällen, halten wir es für nöthig, die Versuche über ein grösseres Temperaturintervall und Wellenlängengebiet auszudehnen.

b) Energievertheilung im Spectrum des blanken Platins.

Nach Festlegung der Gesetze für die Strahlung des schwarzen Körpers, gingen wir zur Untersuchung der Strahlungsgesetze der natürlichen Strahlungskörper über. Als ersten wählten wir das blanke Platin. Von dieser Substanz weiss man aus ihren Reflexionseigenschaften, dass sie vom schwarzen Körper jedenfalls weit entfernt ist. Für diese Annahme spricht auch, dass die Gesammtstrahlung nach den Versuchen von Lummer-Kurlbaum fast genau zur 5ten Potenz, nach den Paschen'schen Versuchen[3]) sogar zur 5,425ten Potenz der absoluten Temperatur fortschreitet.

Als Strahlungskörper diente ein ringsum geschlossener elektrisch geheizter Kasten aus 10 μ dickem Platinblech, in dessen Hohlraum ein Le Chatelier'sches Thermoelement isolirt eingeführt war.[4]) Eine wassergespülte, mit einer Strahlungs-

1) F. Paschen, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1899. p. 405—420.

2) W. Wien u. O. Lummer, Wied. Ann. 56. p. 451—456. 1895.

3) F. Paschen, Wied. Ann. 58. p. 455—492. 1896 und 60. p. 662 bis 723. 1897.

4) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Sitzungsber. d. Phys. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106. 1898.

öffnung versehene Haube schützte den Platinkasten gegen Luftströmungen. Infolge dieser Anordnung ist die Temperatur längs der strahlenden Fläche nahezu gleichmässig vertheilt und durch das Thermoelement sehr genau messbar, da der Heizstrom den Thermostrom nicht beeinflusst. Es soll die Strahlung einer freien Platinoberfläche untersucht werden; daher darf nur die directe Strahlung, also keine durch Reflexion zwischen dem glühenden Platinblech und seiner Umgebung erborgte Strahlung zum Bolometer gelangen. Aus diesem Grunde wurde das Innere der Haube und alle vom Platinblech bestrahlten Theile des Apparates (Spaltbacken, Blenden etc.) mit Lampenruss dick überzogen.

Eine Schwierigkeit entsteht ferner dadurch, dass sich das Strahlungsvermögen des Platins beim Glühen ändert. Erst wenn man vor Beginn einer Versuchsreihe das Platin auf die höchstmögliche Temperatur erhitzt, erhält man bei der Wiederholung der Versuche für ein und dieselbe Temperatur constante Resultate. Das Ausglühen des Platinblechs bewirkt nämlich eine ziemlich bedeutende Verminderung des Strahlungsvermögens in Uebereinstimmung mit der Beobachtung, dass die Platinoberfläche durchs Glühen blanker und spiegelnder wird.[1])

Die spectrobolometrische Versuchsanordnung war dieselbe wie bei den Serien III und IV des schwarzen Körpers, bei

Tabelle II.

Absol. Temp.	λ_m	E_m	$A = \lambda_m . T$	$B = E_m . T^{-6}$	$T = \sqrt[6]{E_m / B_{\text{mittel}}}$	Diff.
802°	(8,20)	0,94	(2566)	3544.10^{-21}	804,6°	+ 2,6°
1152	2,25	8,40	2592	3595.10^{-21}	1158	+ 6,0
1278	2,02	15,79	2582	3624.10^{-21}	1287	+ 9,0
1388	1,90	24,41	2637	3414.10^{-21}	1387	− 1,0
1489	1,80	36,36	2680	3336.10^{-21}	1479	−10,0
1689	1,59	75,96	2685	3348.10^{-21}	1672	−17,0
1845	1,40	137,0	2581	3478.10^{-21}	1844,7	− 0 3
			Mittel: 2626	3476.10^{-21}		

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1894. p. 229—238.

denen die Absorption in der Luft nahe eliminirt war. Statt des schwarzen Körpers befand sich möglichst nahe dem Spalt der Platinkasten. Die Stärke des Heizstromes wurde nach den Angaben des Thermoelementes so regulirt, dass die Temperatur constant blieb. Es war dies möglich, da einer Aenderung der Stromstärke die Temperaturänderung im Platinkasten auf dem Fusse folgt.

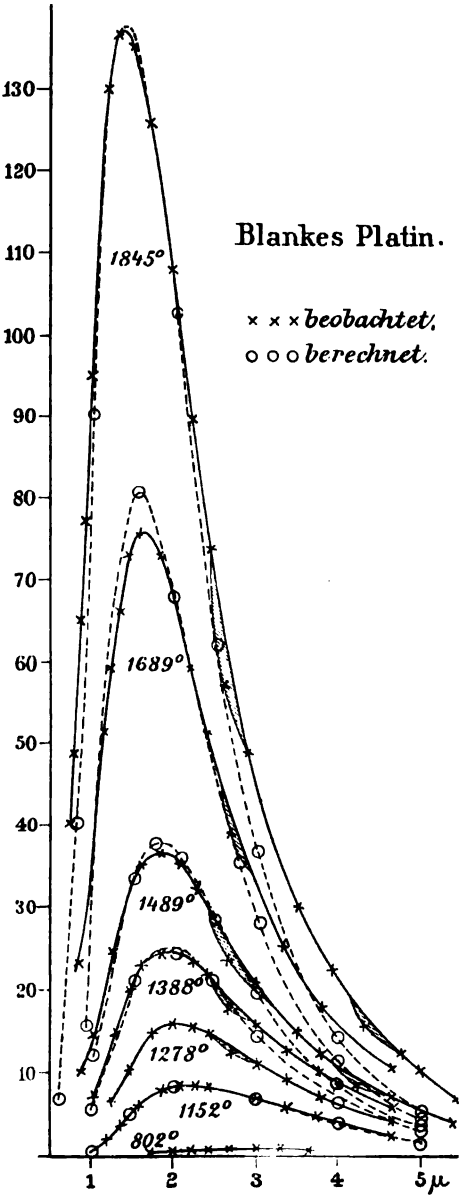


Fig. 3.

In der Fig. 3 sind die Beobachtungen einer Versuchsreihe wiedergegeben, die sich über ein Temperaturintervall von 1000° erstreckte. Die aus ihnen abgelesenen Werthe von λ_m und E_m sind in der Tab. II (vgl. p. 227) verzeichnet.

Wie die Tab. II zeigt, sind die Producte $\lambda_m . T$ auch beim Platin nahe constant und zwar im Mittel gleich 2630. Aus der fünften Verticalcolumne geht aber hervor, dass die Maxima nicht wie beim schwarzen Körper nach der 5ten, sondern nahezu nach der 6ten Potenz der absoluten Temperatur fortschreiten. Dies würde im Einklang mit

dem oben erwähnten Resultate von LUMMER und KURLBAUM stehen, wenn man voraussetzt, dass die Emission des Platins sich durch die PASCHEN'sche Formel:

$$E = C.\lambda^{-\alpha}.e^{-\frac{c}{\lambda T}} \tag{4}$$

darstellen lässt, worin $\alpha = 6$ zu setzen ist. In der That enthält diese Gleichung die beiden Formeln:

$$E_m . T^{-6} = \text{const.}$$

und

$$\int_0^\infty E\,d\lambda = \text{const.}\ T^5 .$$

Um zu sehen, inwieweit diese Voraussetzung richtig ist, berechneten wir mit Hülfe der Werthe:

$$\alpha = 6,$$
$$c = \alpha A = 15\,760,$$
$$C = B A^6 e^6 = 45\,980$$

die theoretischen Curven, welche in Fig. 3 gestrichelt gezeichnet sind. Im Grossen und Ganzen schmiegen sich die berechneten den beobachteten Curven auch noch in einiger Entfernung von den Maximis gut an, fallen jedoch an den beiden Enden des untersuchten Spectralgebietes erheblich schneller ab als die beobachteten. Obige Formel stellt also die von uns gefundene Platinstrahlung nicht dar, wenigstens nicht ausserhalb der Maxima. [1])

Um ein anderes und vielleicht noch deutlicheres Bild dieser Abweichung zwischen Theorie und Beobachtung zu gewinnen, wurde wieder wie beim schwarzen Körper das gesammte Beobachtungsmaterial in der Form

$$\log E = f(1/T)$$

dargestellt. Diese isochromatischen Curven zeigen deutliche Krümmung (convex zur $1/T$-Axe), die nach den höheren Tem-

1) Eine Formel, welche die Energievertheilung des Platins vollkommen wiedergiebt, wird unten (p. 234) gegeben.

peraturen hin relativ schnell zunimmt, während sie bei den niederen Temperaturen kaum merklich ist. Von isochromatischen „Geraden" kann hier kaum, wenigstens nicht in Bezug auf das ganze Temperaturintervall, gesprochen werden. Immerhin kann man die isochromatischen Curven zwischen den absoluten Temperaturen 800° und 1689° abs. noch angenähert durch Gerade ersetzen und aus diesen die Constanten berechnen. Die mit Hülfe dieser isochromatischen „Geraden" bestimmten Werthe von c zeigen einen deutlichen Gang und steigen zwischen den Wellenlängen 1 μ bis 4 μ von 13800 bis etwa 18000, wachsen also schneller als beim schwarzen Körper. Bei den höchsten erreichten Temperaturen sind die Temperaturmessungen aus der Extrapolation der thermoelektrischen Kraft des Le Chatelier'schen Elementes gewonnen und daher mit grosser Unsicherheit behaftet. Genauer werden sich die Gesetze der Platinstrahlung daher erst feststellen lassen, wenn es gelungen sein wird, annähernd ebenso hohe Temperaturen, wie die beim Platin erreichbaren, mit dem schwarzen Körper zu erhalten und die thermoelektrische Temperaturmessung mit der aus den Gesetzen der Strahlung des schwarzen Körpers gewonnenen zu vergleichen. Es besteht Grund zu der Vermuthung, dass die hohen thermoelektrisch bestimmten Temperaturen zu niedrig sind und dass die Maxima der Platincurven nach einer etwas kleineren Potenz der Temperatur fortschreiten als der 6^{ten}, etwa nach der $5{,}85^{ten}$. Bei dem Interesse, welches die Gesetze der Platinstrahlung besitzen, gedenken wir diese Versuche mit chemisch reinem Platin zu wiederholen.

2. Temperaturbestimmung fester glühender Körper.

Eine Aufgabe von wissenschaftlichem und technischem Interesse ist die Feststellung der Temperatur der gebräuchlichen Lichtquellen und die Erkenntniss der individuellen Eigenschaften der verschiedenen Glühkörper. Im Folgenden wollen wir zeigen, dass die für den schwarzen Körper und das blanke Platin gefundenen Strahlungsgesetze ein Hülfsmittel zur Lösung dieses Problemes sind.

Wie wir gefunden haben, ist die Temperatur des schwarzen

Körpers aus der Lage (λ_m) des Energiemaximums (E_m) im Spectrum mit Hülfe der Gleichung:

$$\lambda_m . T = 2940$$

gegeben. Unter der Annahme, dass man diese Gleichung beliebig weit extrapoliren darf, kann sie also zur Temperaturbestimmung jedes beliebig hoch temperirten schwarzen Körpers benutzt werden. Ferner wissen wir, dass die Strahlung jedes Körpers mit continuirlichem Spectrum der des vollkommen schwarzen gleich gemacht werden kann, wenn man ihn in eine vollkommen spiegelnde Hülle einschliesst. Es ist kein Zweifel, dass der auf diese Weise praktisch verwirklichte schwarze Körper an Schwärze dem von LUMMER und WIEN vorgeschlagenen nachsteht; ebenso sicher aber dürfte seine Strahlung der des schwarzen Körpers genügend nahe sein, um die Temperaturbestimmung nach der Gleichung $\lambda_m T = 2940$ zu gestatten. Will man also die Temperatur einer leuchtenden Fläche finden, so bringt man sie in die Mitte einer innen versilberten gut spiegelnden Hohlkugel, lässt die Strahlung durch eine enge Oeffnung auf den Spalt des Spectrobolometers fallen, bestimmt die Lage λ_m des Energiemaximums und setzt $T = 2940/\lambda_m$. Dabei wird man praktisch die strahlende Fläche so gross zu wählen haben, dass nur sie und nicht etwa ein Theil der spiegelnden Wand die Basis der wirksamen Strahlenbüschel bildet. Es dürfte dies bei vielen Leuchtkörpern wegen ihrer zu geringen Ausdehnung nur mit Hülfe von Hohlspiegeln oder Linsen aus Flussspath möglich sein.

Bei allen elektrisch geglühten Leuchtkörpern, z. B. dem Kohlefaden der Glühlampe, wird infolge der spiegelnden Hülle und dementsprechend geringerer Ausstrahlung bei gleicher Stromstärke eine Erhöhung der Temperatur eintreten. Wir glauben, dass die Controle durch Widerstandsmessung genügen wird, um den Glühkörper mit und ohne Hülle auf gleiche Temperatur zu bringen.

Diese Methode der Temperaturbestimmung stellt eine neue Anwendung der von KIRCHHOFF aus seinem Gesetz gezogenen Folgerung dar. Die frühere Anwendung benutzt den gemäss dieser Folgerung hergestellten schwarzen Körper, um mit Hülfe der thermometrisch gemessenen Temperatur die

Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers zu finden. Bei der neuen Methode werden die Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers als bekannt vorausgesetzt, um die unbekannte Temperatur eines beliebigen Körpers dadurch zu bestimmen, dass man ihn wenigstens nahe zu einem schwarzen macht.

Aber auch ohne dass man die strahlende Fläche zu einer schwarzen macht, lassen sich aus geeigneten Strahlungsmessungen Schlüsse auf die Temperatur ziehen, wenigstens bei denjenigen strahlenden Substanzen, bei denen die Gleichung $\lambda_m . T = A$ erfüllt ist. Da die Gültigkeit dieser Gleichung für das vom schwarzen Körper so weit abliegende blanke Platin erwiesen ist, so kann man sie auch für diejenigen Substanzen als gültig ansehen, deren Strahlungseigenschaften zwischen denen des Platins und des schwarzen Körpers liegen. Ein Kriterium dafür, dass ein Körper zu dieser Klasse gehört, gewinnt man durch Benutzung der beiden anderen sowohl für den schwarzen Körper als auch für Platin erwiesenen Beziehungen

$$E_m = B . T^{\alpha}, \tag{5}$$

$$\int_0^{\infty} E \, d\lambda = \sigma . T^{\alpha - 1}, \tag{6}$$

wo B, σ und α drei dem Strahlungskörper eigenthümliche Constanten sind. Die Anwendung dieser Beziehungen ist auf diejenigen Lichtquellen beschränkt, bei denen man die Temperatur des strahlenden Körpers variiren kann. Für solche Lichtquellen bestimme man bei verschiedenem Glühzustande die Vertheilung der Energie im Spectrum und die Gesammtemission. Aus den Energiecurven ergiebt sich die Lage (λ_m) und Grösse (E_m) der Energiemaxima und aus der Gleichung $T = A / \lambda_m$ erhält man die den Energiecurven zugehörigen Temperaturen, eine jede multiplicirt mit der unbekannten Constanten A. Hierauf untersucht man, ob es unter Benutzung der so bestimmten Temperaturen T einen Werth von α giebt, für den sich die Beobachtungen durch die Gleichungen (5) und (6) darstellen lassen. Ist dies der Fall und liegt der Werth von α zwischen 5 und 6, so kann mit grosser Wahrscheinlichkeit geschlossen werden, dass die untersuchte Sub-

stanz zu der Klasse Platin—Schwarzer Körper gehört. Dann darf man wohl weiter folgern, dass auch der Werth der Constanten A zwischen dem für den schwarzen Körper gefundenen (2940) und dem für Platin gültigen (2630) liegt.

Berechnet man daher aus der beobachteten Lage des Energiemaximums die Temperatur einmal nach der Formel:

$$T = \frac{2940}{\lambda_m},$$

das andere Mal nach der Formel:

$$T = \frac{2630}{\lambda_m},$$

so erhält man für den betreffenden strahlenden Körper eine Maximal- und eine Minimaltemperatur, zwischen welchen seine wirkliche Temperatur eingeschlossen sein muss. Je nachdem die Beobachtung der Strahlung bei verschiedenen Temperaturen ergiebt, dass α näher an 5 oder an 6 liegt, wird man dann schliessen dürfen, dass der untersuchte Körper sich mehr dem schwarzen Körper oder dem Platin nähert, und man wird entscheiden können, welcher Werth von A und mithin welche Temperatur für ihn am wahrscheinlichsten ist.

Von der in der Leuchttechnik wichtigsten Substanz, dem festen Kohlenstoff, kann man wohl ohne weiteres voraussetzen, dass er zur oben betrachteten Klasse von Glühkörpern gehört.

Dem schwarzen Körper sehr viel näher als dem Platin dürfte der in den leuchtenden Flammen der Kerze, der Petroleumlampe, der Gaslampe, der Acetylenlampe etc. glühende, in Form kleinster Partikelchen sich ausscheidende Kohlenstoff sein, zumal bei genügender Dicke der leuchtenden Schicht.

Ueber die Schwärze der stark reflectirenden Kohle der Glühlampe gewinnt man durch die beschriebene Methode der Strahlungsmessung bei verschieden hohem Glühzustande Aufschluss. Vorläufige Versuche deuten darauf hin, dass der Kohlefaden der Glühlampe näher dem blanken Platin als dem schwarzen Körper liegt. Mit dem Nernst'schen Glühlichte wurden ähnliche Versuche ausgeführt, denen ebenfalls nur ein provisorischer Charakter zukommt. Um für die Kohle der elektrischen Bogenlampe den Grad der Schwärze zu erkennen,

wird man sie wie einen Kohlefaden behandeln und elektrisch glühen müssen. Uebrigens wird in der Bogenlampe die negative Kohle schon infolge ihrer kegelförmigen Gestalt durch vielfache Reflexionen an Schwärze soviel gewinnen, dass für sie die Constante näher der des schwarzen Körpers als der des Platins liegen dürfte.

Einen ferneren Aufschluss über die Frage, ob ein strahlender Körper dem Platin oder dem schwarzen Körper näher steht, kann man von dem Studium der Form der Energiecurve erwarten. Dieser Weg ist aber wenig aussichtsreich, und zwar deshalb, weil sich bei gleicher Lage des Maximums die Energiecurven für den schwarzen Körper und für das Platin nur sehr wenig voneinander unterscheiden. Wir behandelten die beobachteten Platincurven so, als ob sie die Vertheilung der Energie im Spectrum eines schwarzen Körpers von unbekannter Temperatur T darstellten. Wir berechneten diese Temperatur also mit der Constanten des schwarzen Körpers 2940 aus der Gleichung $T = 2940 / \lambda_m$ und bestimmten die zu dieser Temperatur nach der Formel:

$$E = C\alpha^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda T}}$$

gehörige theoretische Curve des schwarzen Körpers. Diese Curve giebt die beobachtete Energievertheilung des Platins mit überraschender Genauigkeit wieder. Wenn man die Ordinaten einer der beiden Curven mit einem constanten Factor so multiplicirt, dass die Maxima beider auch der Höhe nach zusammenfallen, so decken sich beide Curven auch in ihrem übrigen Verlaufe so vorzüglich, dass man hierdurch ein Mittel gewonnen hat, die Energiecurven des Platins wenigstens der Form nach durch die WIEN-PLANCK'sche Formel des schwarzen Körpers sehr genau darzustellen. Der Reductionsfactor, mit dem die Ordinaten multiplicirt werden müssen, ist natürlich für jede Curve ein anderer, er ist eine Funktion der Temperatur. Wenn die Form der Energiecurven sonach wenig charakteristisch für die Natur der strahlenden Substanz zu sein scheint, so ist sie doch insofern ein Kriterium für die Anwendbarkeit der benutzten Temperaturbestimmungsmethode, als diese Methode da nicht angewendet werden darf, wo die Energiecurve

erhebliche Abweichungen von der des schwarzen Körpers und mithin auch von der des Platins zeigt.

In Tab. III geben wir für einige Lichtquellen die von uns beobachteten Werthe von λ_m, die mit der Constanten des schwarzen Körpers berechnete Maximaltemperatur $T_{max} = 2940/\lambda_m$ und die mit der Constanten des Platins berechnete Minimaltemperatur $T_{min} = 2630/\lambda_m$.

Tabelle III.

	λ_m	T_{max}	T_{min}
Bogenlampe	0,7 μ	4200° abs.	3750° abs.
Nernstlampe	1,2	2450	2200
Auerlampe	1,2	2450	2200
Glühlampe	1,4	2100	1875
Kerze	1,5	1960	1750
Argandlampe	1,55	1900	1700

Bei allen diesen Lichtquellen zeigt die Form der Energiecurve eine grosse Annäherung an die des schwarzen Körpers. In dem bisher untersuchten Wellenlängengebiet sind daher die in ihnen leuchtenden Substanzen mit grosser Wahrscheinlichkeit zur Klasse Platin—Schwarzer Körper zu rechnen. Ob dies auch für das Gebiet der sichtbaren Strahlung gilt, soll durch Ausdehnung der Energiemessungen auf dieses Gebiet entschieden werden.

Moleculare Susceptibilität der Salze seltener Erden; von H. du Bois und Otto Liebknecht.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. November 1899.)

(Vgl. oben S. 214.)

In der Sitzung vom 30. Juni d. J. wurde über Messungen der molecularen Susceptibilität paramagnetischer Salze berichtet, welche zunächst eine genauere Bestimmung jener Grösse für Fluoride, Chloride, Bromide, Jodide, Sulfate und Nitrate der sechs Metalle Chrom, Mangan, Eisen, Nickel, Kobalt und Kupfer bezweckten. Im Anschlusse daran wurde der stark paramagnetische Charakter der Salze von fünf seltenen Erdmetallen — Yttrium, Cerium, Praseodym, Neodym und Erbyum — betont und einige abgeglichene „unmagnetische" Lösungen der Chloride bez. Nitrate demonstrirt, aus deren Gehalt sich die moleculare Susceptibilität ergiebt.[1]) Es wurde auf die grosse Wahrscheinlichkeit hervorragend magnetischer Eigenschaften der Salze einiger weiterer seltener Erden hingewiesen, wodurch die Zahl der zweifellos paramagnetische Verbindungen liefernden Metalle erheblich vergrössert werden würde; weitere diesbezügliche Versuche wurden in baldige Aussicht gestellt.

Während der Ferien hat sich dann der eine von uns mit Hrn. P. T. Cleve in Upsala in Verbindung gesetzt; seinem liebenswürdigen Entgegenkommen verdanken wir es, dass wir heute über Messungen berichten können, welche mit den reinsten bisher überhaupt darstellbaren Präparaten ausgeführt wurden.[2])

Da die Menge des verfügbaren Materiales — in Form von Oxyd, Sulfat oder Oxalat — nur von der Ordnung eines Grammes war, kam uns die Methode der unmagnetischen

1) A. P. Wills u. O. Liebknecht, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch. 1. p. 170. 1899. Die anfängliche dankenswerthe Mitarbeit des Hrn. Wills wurde durch seine Rückreise nach Amerika unterbrochen.

2) Die betreffende chemische Literatur ist sehr zerstreut; für physikalische Zwecke genügt wohl die Uebersicht bei H. Erdmann, Anorgan. Chemie p. 596—605. Braunschweig 1898.

Lösungen[1]) sehr zu statten, welche die rascheste und genaueste Messung bei Benutzung sehr geringer Substanzmengen gestattet. Wir haben den l. c. angegebenen und demonstrirten Mischapparat zu dem Zwecke noch etwas verkleinert, sodass wir schon mit 2—3 g Lösung operiren konnten. Die unmagnetischen Lösungen wurden stets bei 18° gegen Leuchtgas abgeglichen.

Zur Untersuchung gelangten:

Name	Symbol	Atomgewicht (O = 16)	Reindarsteller
1. Yttrium	Y	89,0	P. T. Cleve-Upsala
2. Cerium	Ce	140,0	Schottländer †
3. Praseodym	Pr	140,4	C. v. Schéele-Upsala
4. Neodym	Nd	143,6	Schottländer †
5. Samarium	Sa	150	P. T. Cleve-Upsala
6. Gadolinium	Gd	156	Benedicks-Upsala
7. Erbyum	Er	166	P. T. Cleve-Upsala
8. Ytterbium	Yb	173	Frl. Cleve-Stockholm

Thulium und Holmium sind bisher nur in concentrirten Mutterlaugen vorhanden; von der Untersuchung dieses Materiales wurde daher abgesehen. Im übrigen enthalten wir uns hier der kritisch-chemischen Beurtheilung der Reinheit des Materiales sowie der bekanntlich vielfach discutirten Frage, inwiefern einige der angeblichen Elemente nur Gemische verschiedener anderer sind. Die moleculare Susceptibilität i_m ergiebt sich in einfacher Weise aus der Gleichung:

$$i_m = - m \cdot \frac{M_w}{M_s} x,$$

wo m das Moleculargewicht, M_w/M_s das Massenverhältniss von Wasser und Salz in der Lösung bedeutet. Ferner ist mit a das Atomgewicht des Metalls, mit x die specifische Susceptibilität des Wassers bei 18° provisorisch bezeichnet, weil diese nicht mit der Genauigkeit bekannt ist, welche unseren Messungen entspräche. Wir geben daher in der vorletzten Columne der nachstehenden Tabelle die relativen Werthe i_m/x, in der letzten Columne die absoluten Werthe von i_m unter der Annahme $x = - 0{,}75 . 10^{-6}$.

1) H. du Bois, Wied. Ann. **35.** p. 167. 1888; **65.** p. 38. 1898.

	Name des Salzes	Formel	a	m	$\frac{M_w}{M_s}$	$-\frac{i_m}{x}$	i_m
1.	Yttriumchlorid	YCl_3	89,0	195,35	1,41	280	0,00021
2.	Ceriumchlorid	$CeCl_3$	140,0	246,35	13,20	3250	0,00243
	Ceriumbromid	$CeBr_3$	140,0	379,88	8,44	3210	0,00240
3.	Praseodymchlorid	$PrCl_3$	140,4	246,75	17,72	4370	0,00328
4.	Neodymchlorid	$NdCl_3$	143,6	249,95	28,00	7000	0,00525
	Neodymnitrat	$Nd(NO_3)_3$	143,6	329,72	20,98	6920	0,00519
5.	Samariumchlorid	$SaCl_3$	150	256,35	60,52	15510	0,01164
6.	Gadoliniumchlorid	$GdCl_3$	156	262,35	130,24	34170	0,02563
7.	Erbyumchlorid	$ErCl_3$	166	272,35	179,59	48910	0,03668
8.	Ytterbiumchlorid	$YbCl_3$	173	279,35	33,95	9480	0,00711

Im allgemeinen glaubten wir uns hier mit der Bestimmung der Chloride vorläufig begnügen zu dürfen; das Ceriumbromid und das Neodymnitrat weisen gegen die Chloride nur Unterschiede von der Grössenordnung eines Procents. Beim Yttriumchlorid war die unmagnetische Lösung nahe gesättigt und sehr schwerflüssig; die Bestimmung wurde daher in einem weiteren schwach geknickten Rohre[1]) vorgenommen und steht an Genauigkeit hinter den übrigen Messungen zurück.

Aus vorstehender Tabelle gehen die stark paramagnetischen Eigenschaften der Gruppe der seltenen Erden hervor; und zwar springt die allmähliche Zunahme der molecularen Susceptibilität vom geringen Werthe für Yttrium bis zu den sehr hohen Zahlen für Gadolinium und Erbyum, und der rasche Abfall zum Ytterbium, in die Augen. Vergleichen wir dieses Verhalten mit demjenigen von Cr, Mn, Fe, Ni, Co, Cu, deren zunehmende Atomgewichte in roher Annäherung ein Drittel derjenigen der seltenen Gruppe betragen: Wir sehen dort umgekehrt einen plötzlichen Anstieg von Cr zu Mn und Fe — deren moleculare Susceptibilität wieder etwa ein Drittel derjenigen des Gd und Er beträgt — und dann einen langsameren Abfall bis Cu; freilich müssten Ni und Co die Rollen tauschen[2]), damit diese Abnahme eine stetige würde.

1) Vgl. die Methode der Toepler'schen Drucklibelle: Toepler u. Hennig, Wied Ann. **34.** p. 790. 1888.

2) Vgl. hierzu Cl. Winkler, Zeitschr. f. anorg. Chem. **17.** p. 236. 1898; Richards, l. c. **22**; October 1899.

Die Existenz zweier wohlausgeprägter paramagnetischer Gruppen mit zusammen mindestens 14 Gliedern dürfte nunmehr zweifellos feststehen; das Verhalten mancher anderer Gruppen bez. Elemente kann erst durch sorgfältigere systematische magnetochemische Untersuchungen sichergestellt werden. Die vielen seit FARADAY's Zeiten in der Literatur auftauchenden Einzelangaben sind mit grosser Vorsicht zu discutiren, da die Anwesenheit unmesssbarer Eisenspuren bekanntlich die Eigenschaften der Metalle gänzlich verdecken kann. Neuere Erfahrungen mit dielektrischen Körpern sowie bei der Herstellung von Galvanometern mit Spulengehänge haben dies bestätigt.

Der Paramagnetismus des Ceriums war zwar längst bekannt, indessen dürften doch nur sehr unreine Präparate quantitativ untersucht worden sein. Die früher für paramagnetisch gehaltenen Lanthanverbindungen sind dies im reinen Zustande nicht, wie der Diamagnetismus eines SCHOTTLÄNDER'schen Lanthansulfats beweist.[1]) Praseodym und Neodym sind früher nur als Mischung — Didym — und überdies sehr verunreinigt untersucht worden.

Die Herstellung einer unmagnetischen Lösung ist eine sehr bequem und rasch durchführbare Operation; wir bedienten uns dabei eines grossen Ringelektromagnets. Indessen könnte man mit schwächeren handlichen Elektromagneten, welche sich leicht irgend einer der wohl überall verfügbaren Elektricitätsquellen anpassen lassen[2]), oder gar mit geeignet construirten permanenten Ringmagneten, schon eine Genauigkeit erreichen, welche derjenigen der chemischen Analyse nicht nachstünde. Wir halten es daher nicht für ausgeschlossen, dass die Bestimmung der molecularen Susceptibilität sich für manche rein chemische Zwecke, z. B. die Beurtheilung der Reinheit einer Salzlösung praktisch erweist.

Die Legirungen des Eisens mit anderen Metallen — Chrom, Mangan, Nickel, Wolfram, Molybdän u. a. — gewinnen neuerdings erhebliches wissenschaftliches und technisches Interesse. Die seltenen Erdmetalle bieten nach dem Obigen eine grosse

1) A. P. WILLS u. O. LIEBKNECHT, l. c. p. 172.

2) Die Firma HARTMANN & BRAUN in Frankfurt a. M. fertigt solche Apparate nach Angaben des Einen von uns.

Auswahl von ferneren Elementen zur Darstellung neuer Eisenlegirungen mit vielleicht ganz neuen Eigenschaften; zumal da Hr. MUTHMANN in der Sitzung der deutschen chemischen Gesellschaft vom 9. October d. J. ein neues Trennungsverfahren beschrieben hat, mittels dessen jene Metalle in Zukunft leichter darstellbar werden dürften.

Im Septemberheft von WIEDEMANN's Annalen veröffentlicht Hr. STEFAN MEYER[1]) eine grosse Anzahl von Bestimmungen der „Magnetisirungszahlen anorganischer Verbindungen" u. a. auch trockener Oxyde und Nitrate der seltenen Erden; die eingangs erwähnte Mittheilung vom 30. Juni hat er dabei übersehen. Seine Resultate sind im Grossen und Ganzen qualitativ mit den unsrigen im Einklang; erst die von Hrn. MEYER in Aussicht gestellten Bestimmungen auf nassem Wege werden sich mit unseren quantitativen Ergebnissen direct vergleichen lassen.

Den auf p. 237 genannten Chemikern, insbesondere Hrn. P. T. CLEVE, sagen wir für die Ueberlassung der kostbaren Präparate unseren besten Dank, ebenso Hrn. EMIL FISCHER, welcher uns das aus dem Nachlasse des Hrn. SCHOTTLÄNDER stammende Material gütigst zur Verfügung stellte.

1) ST. MEYER, Wied. Ann. **69.** p. 236. 1899.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 13.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 17. November 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **F. Kohlrausch** sprach

über die Temperaturvertheilung in einem elektrisch geheizten zusammengesetzten Leiter.

Hr. **W. Jäger** berichtete dann nach gemeinsam mit Hrn. **H. Diesselhorst** angestellten Versuchen

über Wärmeleitung und Elektricitätsleitung in Metallen.[1])

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. Defregger, Berlin W., Bayreutherstrasse 6.

Hr. Dr. J. Königsberger, Freiburg i. B.

---

1) Der Inhalt des Vortrages ist in den Sitzungsberichten der Berliner Akademie der Wissenschaften vom 27. Juli 1899 bereits mitgetheilt worden und wird später im dritten Band der Wissenschaftlichen Abhandlungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausführlich veröffentlicht werden.

Ein Polarisationsphotometer zur Messung der Contrastintensität der Röntgenstrahlen; von *H. Boas.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. November 1899.)

(Vgl. oben S. 214.)

Röntgenstrahlen, die in üblicher Weise in einer Vacuumröhre erzeugt werden, bestehen bekanntlich aus einem Gemisch von Strahlen sehr verschiedener Absorbirbarkeit. Ueberwiegen in dem Gemisch Strahlen hoher Absorbirbarkeit, so erzeugen die Strahlen von Körpern differenter Durchlässigkeit contrastreiche Bilder. Sind in dem Strahlengemisch überwiegend Strahlen geringer Absorbirbarkeit enthalten, so ist das Schattenbild desselben Körpers contrastlos. Die Zusammensetzung der Strahlen ist abhängig vom Entladungspotential der Kathodenstrahlen, aus welchen die Röntgenstrahlen entstehen, also von Form und Vacuum der Entladungsröhre. Benutzt man die Röntgenstrahlen für praktische Zwecke, so ist es im Interesse des Anwendenden gelegen, über die Stärke und Qualität seiner Strahlung orientirt zu sein, damit er für seinen jeweiligen Zweck die geeignete Strahlenqualität erzeugen und verwenden kann. Die bisherigen Prüfungsmittel beschränkten sich auf subjective schätzende Beobachtungen, indem man entweder das Bild der vor den Leuchtschirm gehaltenen Hand als Testobject heranzog — durch Vergleichung des Contrastes zwischen Schirm und Weichtheilen und Weichtheilen und Knochen — oder aber das sogenannte Sciameter dazu benutzte. Dieses letzte Instrument, dessen kurze Beschreibung sogleich folgen soll, hat zu vielen leidigen Irrthümern Veranlassung gegeben und ist deshalb auch wenig in Aufnahme gekommen.

Das Sciameter, dessen anspruchsvoller Name ein Messinstrument vermuthen lässt, besteht aus einem Leuchtschirm, der durch eine Reihe verschieden starker in Feldern wachsender Dicke angeordneter Stanniollagen abgeschirmt ist.

Die einzelnen Felder sind numerirt und die Dicke der Stanniollagen ist so gewählt, dass das letzte Feld von einer stark durchdringenden Röhre bestrahlt, den dahinter befindlichen Schirm noch eben sichtbar leuchten lässt. Die Röhrengüte würde nun einfach nach der Nummer desjenigen Feldes

bestimmt, das eben noch als leuchtend erkannt werden konnte. Wollte man über die Qualität der Strahlen vom Sciameter Auskunft erhalten, so musste man ausserdem auch noch den Contrast zwischen den einzelnen Feldern abschätzen. Diese Bestimmungen waren natürlich ganz unwillkürlich, und nur von besonders geübten Beobachtern ausführbar. Eine zahlenmässig vergleichbare Angabe der Strahlenqualität war nicht möglich.

Ihrer Stärke und Art nach kann eine Röntgenstrahlung eindeutig definirt werden durch zwei Zahlenwerthe:

1. durch die absolute Intensität (J) d. h. durch die Beleuchtung eines Fluorescenzschirmes bestimmter Art in bestimmtem Abstande von der Röhre gemessen in Hefnerkerzen und

2. durch das Verhältniss der durchdringenden zu den absorbirbaren Strahlen, also den Quotienten i_d/i_a.

Die schwierige photometrische Messung der ersten Grösse der absoluten Intensität könnte ersetzt werden durch die Messung der Entladungsgeschwindigkeit eines elektrisch geladenen Körpers, wofern eine Proportionalität zwischen der Fluorescenz und elektrischen Wirkung besteht. Die photometrische Messung ist schwierig wegen der intensiv grünen Farbe des leuchtenden Baryumplatincyanürs oder der blauen des Calciumwolframates, das sich seiner Unveränderlichkeit halber zu Messzwecken besser eignet. Näherungsversuche dieser Grösse lassen sich auch durch die Messung jener Entfernung zwischen Leuchtschirm und Röhre erhalten, in der sein Licht noch eben wahrnehmbar ist. Ein Instrument zur genaueren Messung dieses absoluten Werthes bleibt einer späteren Arbeit vorbehalten.

Das vorliegende Instrument ist nur zur Messung der Grösse i_d/i_a „des Contrastwerthes" bestimmt.

Das Princip ist das folgende: Zwei Leuchtschirme aus Baryumplatincyanür, oder besser Calciumwolframat werden derart durch eine Röntgenröhre beleuchtet, dass der eine Schirm von der Strahlung direct, der andere nach Zwischenschaltung eines absorbirenden Körpers getroffen wird. Die beiden derart beleuchteten Felder werden optisch durch bekannte Vorrichtungen scharfkantig aneinander gelegt, senkrecht zu einander polarisirt und durch Drehung eines Analysatornicols auf gleiche Helligkeit (Halbschatten) gebracht. Die Helligkeiten der Felder verhalten sich wie die $\cot g^2$ der Drehungswinkel, multiplicirt mit einer Apparatenconstante C,

die durch die optischen Mittel des Instrumentes bedingt ist. Die Genauigkeit der Messung ist erheblich, bei einiger Uebung bleibt der Fehler unter plus und minus 1 Proc.

An den absorbirenden Körper, der ja die einzige willkürliche Grösse darstellt, muss die Bedingung der Unveränderlichkeit und leichten Reproducirbarkeit gestellt werden. Je nach der Art der Strahlung muss seine Absorption grösser oder kleiner sein, um in einem mittleren Bereiche der Verdunkelung die Ablesung zu ermöglichen. Ein Edelmetall, beispielsweise Platin, genügt diesen Bedingungen. Ein Platinblech von 0,05—0,1 mm Dicke besitzt für die meisten Zwecke passende Werthe der Absorption.

Eine für medicinische Aufnahmen gute Röhre zeigt mit einem Platinblech von 0,05 mm Dicke ein Verhältniss der Helligkeiten von 1:5. Bei einem Contrastwerth von 1:2 sendet die Röhre dagegen schon zu durchdringende Röntgenstrahlen aus, die keine guten contrastreichen Bilder mehr erzeugen.

Je nach der Art des Verwendungszweckes ist es nun leicht, mittels des Photometers eine Strahlung passenden Contrastwerthes auszusuchen.

Ebenso gut eignet sich das Instrument zur Vergleichung von Absorptionscoefficienten beliebiger Körper. Die Körper können dabei entweder vor den unbedeckten Schirm, vor den bedeckten oder endlich auch vor beide Schirme gebracht werden. Jedesmal bewirken sie eine Aenderung des Helligkeitsverhältnisses, die natürlich in jedem Fall verschieden ausfällt. Diese Methode der directen Messung ist der früher häufig angewandten photographisch-photometrischen an Schnelligkeit und Genauigkeit der Messung überlegen.

Die Optik des Instrumentes liess ich zunächst analog dem Glan'schen Photometer ausführen. Es gab so die Anregung und wurde das Vorbild für die Construction des Photometers für weisses Licht der Firma Schmidt & Hänsch. Den Mangel der allzu geringen Lichtstärke beseitigte jene Firma durch Einführung des König'schen Photometerprincipes. Ueber die Einzelheiten der Construction und über anderweite ausgedehnte Anwendungsgebiete des Instrumentes hat Hr. Dr. Martens bereits an gleicher Stelle berichtet.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 14.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 1. December 1899.

Vorsitzender: Hr. W. v. Bezold, dann Hr. O. Lummer.

Vor Eintritt in die Tagesordnung macht der Vorsitzende davon Mittheilung, dass auf Beschluss des Vorstandes

eine neue Redactionsordnung für die Verhandlungen der Gesellschaft

vom 1. Januar 1900 an in Kraft treten wird, um eine noch schnellere Veröffentlichung der eingereichten Manuscripte zu bewirken. Er verliest ihren Wortlaut (vgl. weiter unten S. 254) und bemerkt dazu, um Missverständnissen vorzubeugen, dass die Nichterfüllung der in § 3 angegebenen Bedingungen selbstverständlich das Manuscript nicht von dem Abdruck in den Verhandlungen ausschliesst, sondern nur seine Veröffentlichung auf eine folgende Nummer verschiebt.

Hr. **W. Jäger** setzt dann seinen in der vorigen Sitzung nicht zu Ende geführten Vortrag

über Wärmeleitung und Elektricitätsleitung in Metallen

fort, indem er jetzt die in den gemeinschaftlich mit Hrn. **H. Diesselhorst** angestellten Versuchen erlangten numerischen Werthe der bestimmten Constanten vorlegt und bespricht.

Hr. **A. Gleichen** entwickelt den

Grundriss einer Dioptrik der Atmosphäre mit besonderer Berücksichtigung einiger photometrischer Verhältnisse (Helligkeit der Sterne und des verfinsterten Mondes).

Hr. H. STARKE legt eine Abhandlung des Hrn. **J. Koenigsberger** (in Freiburg i. B.) vor:

über die Abhängigkeit der optischen Constanten der Metalle von der Temperatur.

Hr. **F. Neesen** macht dann

eine Bemerkung zu der Mittheilung von Hrn. H. EBERT in der Sitzung vom 19. Mai 1899.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. H. WRIGHT, München, Giselastr. 28.

Hr. E. PRÜMM, Assistent am Physikal. Institut zu Braunschweig.

Hr. Dr. A. KÖPSEL, Charlottenburg, Grolmanstr. 15.

Ueber die Abhängigkeit der optischen Constanten der Metalle von der Temperatur; *von Joh. Koenigsberger.*

(Vorläufige Mittheilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 1. December 1899.)

(Vgl. oben S. 246.)

Mit einem besonders construirten Photometer, das Lichtintensitäten mit einer Genauigkeit von $\pm\ ^2/_{1000}$ zu vergleichen und mit Substanzen von 1 qmm Oberfläche auszukommen erlaubt, wurden die von Metallschichten durchgelassenen Lichtmengen bei verschiedenen Temperaturen gemessen. In einem Luftbad, dessen Temperatur bis 360° auf $\pm$ 1° genau gemessen werden konnte, wurden die auf Glas niedergeschlagenen oder eingebrannten, theilweise mit Glasur zum Schutz gegen chemische Veränderungen überzogenen Metallschichten bis auf 360° erhitzt. Es wurden Absorption und Reflexion, sowie die Absorption allein nach der Methode von Hrn. Wernicke bestimmt und zwar an Gold (nach dem Verfahren von Wernicke dargestellt, und eingebrannte Goldlösung von Roessler), Silber (Böttger, Wiener), Platin (Kundt, Roessler), Eisen, Nickel, Kupfer (elektrolytisch auf Platin niedergeschlagen); von den drei ersten wurden Schichten verschiedener Dicke untersucht. Platin aus der Roessler'schen Lösung auf Glas eingebrannt wurde bis 800° erhitzt. In keinem Falle konnte eine Aenderung der Reflexion oder Absorption innerhalb der Fehlergrenzen beobachtet werden. Demnach sind die optischen Constanten der Metalle, der Brechungsindex n und der Absorptionsindex $\varkappa$ von der Temperatur unabhängig. Dies stimmt mit den Ergebnissen anderer Beobachter. Hr. Pflüger[1]) hat den Brechungsindex bei einer Temperaturdifferenz von 90° unverändert gefunden. Hr. Sissingh[2]) hat an Eisen keine,

1) A. Pflüger, Wied. Ann. 58. p. 493. 1896. Vgl. dort die Erklärung der abweichenden Resultate von Kundt.

2) Sissingh, Arch. néerland. 20.

Hr. DRUDE[1]) an Gold, Silber, Platin bis 200° nur geringe, Hr. ZEEMANN[2]) an Platin bis 800° keine Aenderung der Reflexionsconstanten gefunden.

Diese Resultate erlauben in zwei Richtungen Folgerungen allgemeiner Art.

Bekanntlich stimmt die einfachste von MAXWELL gemachte Annahme, dass der Absorptionsindex gleich der in absolutem Maass gemessenen elektrischen Leitfähigkeit mal der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes multiplicirt mit der Wellenlänge in dem absorbirenden Medium ist, nicht mit den Thatsachen überein. Bei Gold, Kupfer, Silber ist die Absorption ungefähr 1000 mal kleiner. Hr. DRUDE[3]) hat die Dispersionstheorie mit jener Annahme von MAXWELL combinirt und daraus Gleichungen abgeleitet, welche zwar das Auftreten eines Brechungsindex < 1 (z. B. bei Silber) aber nicht die obigen Thatsachen erklären können; denn durch Eigenschwingungen kann die metallische Absorption nur vermehrt werden. Deshalb hat Hr. DRUDE[4]) dann die elektromagnetischen Grundgleichungen noch erweitert durch Zusatz von Gliedern, von denen Hr. DRUDE schreibt, dass sie „aus grösseren Dimensionen der molecularen Inhomogenitäten zu rechtfertigen" sind, welche aber physikalisch nothwendig eine die Absorption theilweise aufhebende Wirkung darstellen.

Da jedoch, wie die Beobachtungen ergeben haben, die Absorption von 15°—370° (für Platin bis 800°) constant bleibt, während die Leitfähigkeit bei 370° etwa die Hälfte der bei 15° ist, so wird man am besten zu der von MAXWELL[5]) geäusserten Annahme greifen, dass die als Leitfähigkeit bezeichnete Eigenschaft der Metalle für rasche Schwingungen eine andere als für langsame Aenderungen ist. Es liegt dann nahe anzunehmen, dass die Leitfähigkeit in zwei Theile zerlegt werden kann, einen von der Temperatur abhängigen für sehr langsame elektrische Veränderungen und einen davon unabhängigen für sehr rasche. Für HERTZ'-

1) P. DRUDE, Wied. Ann. **39.** p. 538. 1890.
2) P. ZEEMANN, Communic. from the laboratory of Leyden 1895.
3) P. DRUDE, Physik des Aethers p. 563. 1894. Stuttgart.
4) P. DRUDE, l. c. p. 566.
5) CL. MAXWELL, Treatise, Art. 800.

sche Wellen von 3,86 m ist nach Hrn. BJERKNES[1]) die Leitfähigkeit noch dieselbe, wie für den elektrischen Strom. Hieraus folgt der in seinem ersten Theil durch einige Beobachtungen von Hrn. RUBENS und NICHOLS[2]) bestätigte Satz, dass Reflexion und Absorption für lange ultrarothe Wellen bei blanken Metallen sehr stark anwachsen und zwar um einen theilweise von der Temperatur abhängigen Theil.[3]) Ob unter der obigen Voraussetzung die von Hrn. DRUDE gegebene Theorie der Metalloptik haltbar ist, oder ob die Dispersionstheorie von v. Helmholtz vorzuziehen ist, müssen weitere Beobachtungen ergeben.

Aus der Constanz der Absorption und Reflexion folgt ferner nach dem KIRCHHOFF'schen Gesetz, dass die emittirte Strahlungsenergie E der untersuchten Metalle für eine bestimmte Wellenlänge proportional der Emission e von schwarzen Körpern ist; demnach gilt zunächst für eine isochromatische Curve der Strahlungsenergie eines Metalles Proportionalität mit der für einen schwarzen Körper. Die Strahlung des letzteren lässt sich, wie Hr. PASCHEN[4]) und Hr. LUMMER[5]), KURLBAUM und PRINGSHEIM nachgewiesen haben, durch die Gleichung

$$E = c \cdot \lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c}{\lambda T}}$$

darstellen, wobei für einen schwarzen Körper C und c Constanten sind und $\alpha = 5$ ist. Diese Gleichung[6]) enthält das

1) P. BJERKNES, Wied. Ann. 47. p. 69. 1892.

2) H. RUBENS u. E. NICHOLS, Wied. Ann. 60. p. 447. 1896.

3) Dieser Zuwachs, wäre weit grösser als er bei constanter Leitfähigkeit sein müsste, wo er der Wurzel aus der dritten Potenz des reciproken Werthes der Wellenlänge angenähert proportional wäre.

4) F. PASCHEN, Wied. Ann. 58. p. 455. 1896.

5) O. LUMMER u. F. KURLBAUM, Verhandl. d. Physikal. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106. 1898; O. LUMMER u. E. PRINGSHEIM, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch. 1. p. 23. 1899.

6) Die Gleichung ist von Hrn. W. WIEN (Wied. Ann. 58. p. 662. 1896) mit aus der Gastheorie entnommenen Annahmen abgeleitet worden. Zu dem von Hrn. O. LUMMER u. E. PRINGSHEIM (l. c. p. 31) dagegen erhobenen Einwand sei die Bemerkung gestattet, dass das MAXWELL'sche Vertheilungsgesetz sowohl örtlich wie zeitlich gilt, dass also, wenn auch nur ein oder zwei Molecüle vorhanden sind, die Häufigkeit der Geschwindigkeiten, welche dieselben erlangen werden, zeitlich durch dies Gesetz ge-

von Hrn. BOLTZMANN theoretisch begründete STEFAN'sche Strahlungsgesetz und das WIEN'sche Verschiebungsgesetz. Die isochromatische Curve eines Metalles wäre demnach bestimmt durch

$$E = c' e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

wobei wir uns aber auf Wellenlängen $< 10\,\mu$ beschränken müssen; denn nach den Beobachtungen der Herren LUMMER und PRINGSHEIM und Hrn. BECKMANN[1]) ist c scheinbar $F(\lambda)$; möglicherweise, weil für lange Wellen die Annäherung an den schwarzen Körper schwerer zu erreichen ist; denn auch bei solchen, deren Hohlraum mit fein vertheilten Metall- oder Metalloxydpulvern angestrichen ist, muss die Reflexion um einen sich mit der Temperatur ändernden Theil wachsen. Die folgenden Betrachtungen gelten deshalb nur für ein Spectralgebiet von 0,5—10 μ; die Anwendung des STEFAN'schen Strahlungsgesetzes ist dadurch nicht ausgeschlossen; wir müssen uns nur auf die Strahlung bei Temperaturen über 300° C. beschränken.

Die von einem blanken Metalle absorbirte Energiemenge A lässt sich schreiben gleich $1 - R - (1 - R)e^{-ad}$, wo R die reflectirte Lichtmenge, a den Absorptionscoefficienten, d die Dicke der Schicht bezeichnet; bei genügender Schichtdicke $A = 1 - R$. Im allgemeinen ist R eine $F(\lambda)$, die man durch positive Potenzen von λ bis zur dritten und durch eine Reihe mit negativen Potenzen von λ darstellen kann.

Die von einem Metall ausgestrahlte Energiemenge kann demnach geschrieben werden:

$$(1)\quad E = \left(a_1 + a_2\lambda + a_3\lambda^2 + a_4\lambda^3 + \frac{a_5}{\lambda} + \frac{a_6}{\lambda^2} + \ldots\right) C . e^{-\frac{c}{\lambda T}} \lambda^{-5},$$

die Gesammtstrahlung S ist demnach

$$= a_1 C \int_0^\infty e^{-\frac{c}{\lambda T}} \lambda^{-5} + a_2 C \int_0^\infty e^{-\frac{c}{\lambda T}} \lambda^{-4} \ldots + a_5 C \int_0^\infty e^{-\frac{c}{\lambda T}} \lambda^{-6} + \ldots$$

$$(2)\quad = \frac{6C}{c^4}\left(a_1 T^4 + \frac{a_2}{3} c T^3 + \frac{a_3}{6} c^2 T^2 + \frac{a_4 c^3}{6} T^3 + a_5 \frac{4.3.2}{c} T^5 + \ldots\right).$$

---

geben ist. In einem geschlossenen spiegelnden Hohlraum wird demnach die darin enthaltene Strahlungsenergie auch bei einem oder zwei Molecülen diesem Gesetz entsprechen.

1) BECKMANN, Inaugural-Dissertation, Tübingen 1898.

Man kann also aus Beobachtungen der Gesammtstrahlung direct die Abhängigkeit der Reflexion von der Wellenlänge berechnen. Begnügt man sich mit Rücksicht auf die Versuchsfehler von einigen Procenten, z. B. mit den drei ersten Gliedern der Reihe, so wird man immerhin den Gang der Reflexion ziemlich genau erhalten. Wenn auch diese Formel für die Gesammtstrahlung blanker Metalle eine etwas umständliche Berechnung erfordert, so ist sie doch wohl der theoretisch nicht begründeten mit gebrochenen Potenzen von T vorzuziehen. Im Folgenden habe ich mit den drei ersten Gliedern obiger Reihe aus den von den Herren LUMMER und KURLBAUM[1]) für die Gesammtstrahlung des blanken Platins erhaltenen Zahlen die Grösse der Reflexion in einer Formel, gültig von 1,5—8 μ, berechnet. In der betreffenden Abhandlung ist der Ausdruck $S/T_2^4 - T_1^4$ gegeben, wo T_2 die Temperatur des Platins, T_1 die des Bolometers bezeichnet, daraus habe ich S berechnet und berücksichtigt, dass die vom Bolometer ausgehende Strahlung nicht ganz vom Platin absorbirt wird, und demnach

$$S = \frac{6C}{c^4}\left\{a_1(T_2^4 - T_1^4) + \frac{a_2 c}{3}(T_2^3 - T_1^3) + \frac{a_3 c^2}{6}(T_2^2 - T_1^2)\right\}.$$

Die etwas umständliche Rechnung giebt für das Reflexionsvermögen R des Platins

$$R = 1 - (0{,}29 - 0{,}051\,\lambda + 0{,}00216\,\lambda^2),$$

wobei λ in μ ausgedrückt ist, c ist zu 14400 angenommen. Hieraus folgt:

$$R_{\lambda = 1{,}5} = 78 \text{ Proc.}$$
$$R_{\lambda = 5} = 91 \quad ,,$$
$$R_{\lambda = 8} = 98 \quad ,,$$

An Stelle des ersten von λ unabhängigen Gliedes in Formel (1) wäre richtiger $a\sqrt{1/\lambda}$ zu setzen, da für lange Wellen $R = 1 - a\sqrt{1/\lambda}$ ist; es würde dann das erste Glied von S in (2) lauten:

$$\tfrac{7}{2}\cdot\tfrac{5}{2}\cdot\tfrac{3}{2}\cdot\tfrac{1}{2}\cdot\sqrt{\pi}\,.\,C\,.\,a\,\frac{T^{9/2}}{c^{9/2}};$$

aber die numerische Rechnung würde dadurch umständlicher.

1) O. LUMMER u. F. KURLBAUM, Verhandl. d. Physikal. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 110. 1898.

Für die Wellenlänge λ_m der maximalen Energie E_m für eine bestimmte Temperatur T gilt nach Formel (1):

$$\frac{\partial E}{\partial \lambda} = 0 = \frac{-Ce^{-\frac{c}{\lambda_m T}}}{\lambda_m^6}\left[\left(5 - \frac{c}{\lambda_m T}\right)a_1 + \ldots\right];$$

begnügen wir uns mit den positiven Potenzen von λ, so wäre

$$T = \frac{c\,a_1 + c\,\lambda_m a_2 + c\,\lambda_m^2 a_3 + c\,\lambda_m^3 a_4}{5\,a_1\,\lambda_m + 4\,a_2\,\lambda_m^2 + 3\,a_3\,\lambda_m^3 + 2\,a_4\,\lambda_m^4}.$$

Man kann also die gefundenen Werthe von a_1, a_2 ... einsetzen und für eine beliebige Wellenlänge als maximale die zugehörige Temperatur berechnen; leider liegen nicht von den gleichen Beobachtern Zahlen vor.[1])

Die maximale Energie E_m für eine bestimmte maximale Wellenlänge λ_m wäre:

$$= \frac{C}{\lambda_m^5} e^{-\frac{5\,a_1 + 4\,a_2\,\lambda_m + 3\,a_3\,\lambda_m^2 + 2\,a_4\,\lambda_m^3}{a_1 + a_2\,\lambda_m + a_3\,\lambda_m^2 + a_4\,\lambda_m^3}}.$$

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

1) Anmerkung bei der Correctur. Seither haben die Herren Lummer und Pringsheim ihre diesbezüglichen Versuche veröffentlicht (Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch. 1. p. 215. 1899).

Bemerkung zu der Mittheilung von Hrn. H. Ebert; von F. Neesen.

(Vgl. Sitzung vom 19. Mai 1899.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. December 1899.)

(Vgl. oben S. 246.)

Die Mittheilung von Hrn. EBERT, betreffend den Erklärungsversuch, welchen ich für eine von Hrn. EBERT beobachtete Erscheinung gemacht habe, ist durch Zufall erst jetzt zu meiner Kenntniss gekommen. Die beiden Einwände in derselben, welche gegen meine Erklärung gemacht werden, sind nicht stichhaltig. Der erste ist der, dass durch die von mir angenommene Erwärmung des Gases zwischen den beiden Elektroden eine saugende Wirkung entstehen müsste, welche an Stelle einer Abstossung eine scheinbare Anziehung der Elektroden bewirken würde. Die saugende Wirkung beruht aber auf der Wirkung des Ueberdruckes von aussen; da dieser in dem stark evacuirten Gefäss nicht einmal 1 mm Quecksilber betragen kann, so glaube ich, dass diese saugende Wirkung nicht in Betracht kommt. Dem zweiten Einwand liegt die Annahme zu Grunde, dass durch Temperaturerhöhung der Potentialabfall zwischen zwei Elektroden geändert werden müsste. Diese Annahme stimmt nicht mit der Erfahrung, wie z. B. die von PAALZOW und mir veröffentlichten Versuche über elektrische Entladungen gezeigt haben.

Redactions-Ordnung

für die

„Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft".

§ 1.

In den „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft" werden abgedruckt:

1. Kurze Protokolle über den wissenschaftlichen und geschäftlichen Theil der Sitzungen.
2. Mittheilungen über die Verhandlungen des Vorstandes und des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft.
3. Kurze Berichte über den Verlauf der jährlichen Versammlung Deutscher Naturforscher und Aerzte, soweit physikalische Dinge dort behandelt worden sind.
4. Autorreferate über die in den Sitzungen gehaltenen Vorträge oder von einem Mitgliede vorgelegten Mittheilungen, eventuell über die daran angeknüpften Discussionen.

§ 2.

Ein dem Herausgeber der Verhandlungen zur Aufnahme eingesandtes Referat kann vom Vorstand der Gesellschaft zurückgewiesen werden, wenn es nach Form oder Inhalt für die Aufnahme nicht geeignet erscheint, oder wenn die in ihm enthaltenen Figuren nicht den Bedingungen des § 4 entsprechen.

Der Umfang eines Referates soll im allgemeinen acht Druckseiten nicht übersteigen.

§ 3.

Womöglich in 14 Tagen, spätestens drei Wochen nach jeder Sitzung soll diejenige Nummer der Verhandlungen ausgegeben werden, welche das Protokoll dieser Sitzung enthält. Der gleichzeitige Abdruck des Referates über einen in dieser Sitzung gehaltenen Vortrag kann aber nur dann garantirt werden:

1. wenn das betreffende Manuscript spätestens an dem auf den Sitzungstag folgenden Vormittag in die Hände des Herausgebers gelangt und der Autor bei der Correctur nur solche Aenderungen anbringt, die kein neues Umbrechen der Seiten erfordern,
2. wenn die Vorlagen für etwaige Figuren (mit Einschluss der Buchstaben und Zahlen) so exact und schön ausgeführt sind, dass sie ohne jegliche Aenderung durch irgend ein photographisches Verfahren copirt werden können, und der Autor später auch keine Correcturen daran anbringt,
3. wenn der Correcturabzug innerhalb 24 Stunden nach Empfang von dem Autor an die auf dem Correcturbogen angegebene Adresse zurückgesandt wird und
4. wenn der Autor keine zweite Correctur verlangt.

Bei derjenigen Nummer, welche das Protokoll über die letzte vor den Herbstferien stattfindende Sitzung enthält, ist eine Verzögerung im Erscheinen nicht immer zu vermeiden.

§ 4.

Figuren werden überhaupt nur dann aufgenommen, wenn sie im Text nach einem billigen Verfahren hergestellt werden können.

§ 5.

Der Verfasser jeder Mittheilung erhält 25 Sonderabzüge seiner Mittheilung unentgeltlich. Er kann ausserdem eine beliebige Anzahl von Sonderabzügen beziehen, wenn er seinen Wunsch auf der Correctur vermerkt; und zwar stellt sich der Preis pro Exemplar bei einem Umfang der Mittheilung von 1 oder 2 Seiten auf 3 Pfg., von 3 bis 8 Seiten auf 5 Pfg., von mehr als 8 Seiten auf 10 Pfg.

Auf besonderen Wunsch wird den Sonderabzügen ein Umschlag aus farbigem Papier mit dem aufgedruckten Titel (ähnlich dem Umschlag der Sonderabzüge aus WIEDEMANN's Annalen) umgelegt. Der Preis hierfür beträgt ℳ 3,25, unabhängig von der Anzahl der gewünschten Abzüge.

§ 6.

Die Verantwortlichkeit für den Inhalt der Mittheilungen tragen die Verfasser selbst.

Berlin, December 1899.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Jahrg. 1. Nr. 15.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Diese Zeitschrift erscheint je nach Bedarf und ist zum Preise von 4 Mark jährlich zu beziehen durch alle Buchhandlungen, Postanstalten, sowie von der Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Sitzung vom 15. December 1899.

Vorsitzender: Hr. E. Warburg.

Hr. **F. Kohlrausch** spricht

über einige durch die Zeit oder durch Belichtung hydrolysirte Lösungen von Chloriden.

Hr. E. Warburg legt verschiedene Abhandlungen vor:

1. von Hrn. **G. C. Schmidt:**

über den Einfluss der Temperatur auf das Potentialgefälle in verdünnten Gasen,

2. von Hrn. **W. Heuse:**

über den Potentialgradienten in Gasgemischen,

3. von Hrn. **S. Guggenheimer:**

Zur Kenntniss des Potentialgradienten bei der Entladung durch Röntgenstrahlen,

4. von Hrn. **Stefan Meyer:**

Bemerkung zu der Abhandlung der Herren H. du Bois und O. Liebknecht: Moleculare Susceptibilität der Salze seltener Erden.

Hr. **F. F. Martens** berichtet dann über eine von ihm construirte

neue photometrische Vergleichsvorrichtung mit Zwillingsprisma

und erläutert darauf

eine Neuconstruction des KÖNIG'schen Spectralphotometers.

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. R. ABEGG, Breslau, Kaiser Wilhelmstr. 70.

Hr. Dr. ZIEGLER, Greifswald, Physikal. Inst. d. Universität.

Hr. Dr. W. STARCK, Greifswald, Physikal. Inst. d. Universität.

Ueber einige durch die Zeit oder durch Belichtung hydrolysirte Lösungen von Chloriden;
von F. Kohlrausch.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. December 1899.)

(Vgl. oben S. 257.)

Bei der Bestimmung elektrolytischer Ueberführzahlen in wässerigen Lösungen des gewöhnlich sogenannten Platintetrachlorids bemerkten die Herren DITTENBERGER und DIETZ[1]), dass der Widerstand solcher Lösungen mit der Zeit abnahm, offenbar durch einen langsam vorschreitenden hydrolytischen Vorgang. Dieselbe Wahrnehmung hatte bei einer anderen Gelegenheit Hr. J. WAGNER[2]) gemacht und in seiner Habilitationsschrift bereits mitgetheilt. Da jene Verbindung, für die ich kürzlich aus ihren elektrischen Zersetzungsproducten geschlossen hatte, dass sie wahrscheinlich als eine Säure H_2PtCl_4O anzusehen sei[3]), mich besonders interessirte, so verfolgte ich die zeitliche Veränderlichkeit an einem von den Herren DITTENBERGER und DIETZ erhaltenen Präparat, und fand dann bald, dass eine Lichthydrolyse ihre Hauptursache bildet.

Die Erscheinung ist in Kürze die folgende. Dunkel aufbewahrt erfährt eine Lösung nur ein sehr langsames Anwachsen des Leitvermögens. Zerstreutes Tageslicht aber, und viel stärker Sonnenlicht beschleunigen die Erscheinung, z. B. hatten 38 Stunden dunkler Aufbewahrung das Leitvermögen einer $^1/_{1000}$-Normallösung von $\frac{1}{2}H_2PtCl_4O$ um 16 Proc. vermehrt; 10 Min. Sonne steigerten um 60 Proc. Eine $^1/_{100}$-Normallösung war in 5 Tagen dunkel um 26 Proc. gestiegen, worauf eine Stunde Sonnenbelichtung +70 Proc. hervorbrachte. Eine andere erhielt durch $2^1/_2$ Stunde Tageslicht +30 Proc.

1) W. DITTENBERGER u. R. DIETZ, Wied. Ann. **68.** p. 853. 1899.

2) J. WAGNER, Habilitationsschrift Leipzig 1898; Zeitschr. f. phys. Chem. **28.** p. 66. 1899.

3) F. KOHLRAUSCH, Wied. Ann. **63.** p. 423. 1897.

Im März verlief die Wirkung rascher als im November. Die Einschaltung gelben Glases schwächte die Wirkung so stark, dass diese Verminderung nicht etwa allein auf Reflexe zurückgeführt werden kann. Auerlicht hatte geringen Einfluss. Dreistündige Temperaturerhöhung von 18° auf 27° steigerte die sonstige Veränderlichkeit in dunkler Umgebung kaum merklich.

Stärkere Lösungen werden vom Lichte relativ langsamer beeinflusst. Ausserdem nimmt die Wirkung natürlich um so mehr ab, je grösser die bereits eingetretene Veränderung ist und endigt mit der Herbeiführung eines Grenzzustandes. Die gesammte Steigerung ging in einer $^1/_{20}$-Normallösung auf das Doppelte, in $^1/_{100}$ auf das Dreifache, in $^1/_{1000}$ auf das Fünffache etwa. Auch eine $^1/_2$-normale Lösung erfuhr eine Steigerung um mindestens 50 Proc.

Frische Lösungen sind in etwas stärkerer Concentration zu den schlechten Leitern zu zählen; auch in grosser Verdünnung erheben sie sich kaum über die gut leitenden Salze.

Nach der Lichtbehandlung bis zur Grenze des Wachsthums ist aber das Leitvermögen der $^1/_{1000}$-Normallösung schliesslich ungefähr so gross, als ob das ganze Chlor in Gestalt von HCl anwesend wäre. Schon bei $^1/_{100}$-normal ist die Hydrolyse sehr viel kleiner. Die $^1/_2$-normale Lösung leitete günstigstenfalls immer noch schlechter als Salze von dieser Concentration durchschnittlich. [1])

In mehreren Fällen schien nach einer lange dauernden Belichtung der Steigerung des Leitvermögens ein kleiner Rückgang im Dunkeln zu folgen.

Durch die Lichtbehandlung werden die Lösungen dunkler und röther, als ursprünglich, wo sie ziemlich rein gelb aussehen. $^1/_{1000}$-Normallösungen wurden durch lange starke Belichtung opalisirend oder zeigten einen leichten Beschlag auf dem Glase. Die übrigen Lösungen blieben klar.

Daraus, dass die erreichbare Hydrolyse in stärkeren Lösungen relativ schwächer bleibt als in verdünnten, erklärt sich die weiter beobachtete Erscheinung, dass eine Lösung, die keinen Einfluss der Belichtung mehr annimmt, bei der Ver-

1) Vgl. auch W. Dittenberger u. R. Dietz, l. c.

dünnung in eine solche übergeht, deren Leitvermögen durch das Licht wieder gesteigert werden kann.

Im Anschluss hieran wurden einige andere höhere Chloride untersucht.

Das gewöhnliche Wasserstoffplatinchlorid H_2PtCl_6 zeigte in stärkerer Lösung (0,1-normal und stärker, als Aequivalent $\frac{1}{2}H_2PtCl_6$ gesetzt) keine Aenderung, weder spontan mit der Zeit noch bei Belichtung. 0,01-normal dagegen erfuhr eine Steigerung durch Belichtung von etwa 3 Proc., 0,002 bis etwa auf das Doppelte und 0,001 auf etwa das Dreifache des Anfangswerthes. Dass das Aequivalentleitvermögen im letzteren Falle den Werth 1000 erreichte, kommt wieder darauf hinaus, als wenn fast alles Chlor als HCl vorhanden gewesen wäre.

Goldchlorid $AuCl_3$ zeigte sich nicht lichtempfindlich, wohl aber wuchs das Leitvermögen einer verdünnten Lösung in der Widerstandszelle mit der Zeit unter zunächst schwer erklärlichen Verhältnissen, bei denen offenbar die Elektroden mitwirkten, da die in einer Flasche aufbewahrte Lösung sich nicht wesentlich änderte. Offenbar zersetzt der Platinmohr die Lösung, wie schliesslich auch dadurch bestätigt wurde, dass die länger gebrauchten Elektroden einen deutlichen Goldüberzug zeigten. Diese Wirkung der Elektroden wurde mit der Zeit schwächer, wohl durch das niedergeschlagene Gold. Verschiedene Elektroden zeigten die Wirkung in ungleicher Grösse. Blanke Platinelektroden übten sie überhaupt nicht in einem sicher nachweisbaren Maasse aus.

Man könnte die Erscheinung dahin deuten, dass Platin das Gold fälle. Es ist indessen zu beachten, dass das wirkliche Eintreten von Pt an die Stelle von Au die erhebliche Steigerung des Leitvermögens bis schliesslich auf etwa das Doppelte nicht ohne weiteres erklärt. Man kann auch an das Blei denken, von dem nach Lummer und Kurlbaum der Platinlösung, mit der die Elektroden platinirt worden waren, eine Spur zugefügt war. Es bleibt hier aber derselbe Einwand bestehen.

Eine $^1/_{1000}$-Normallösung von $\frac{1}{3}AuCl_3$ erreichte nämlich schliesslich ein Leitvermögen ungefähr so gross, als ob das Chlor ganz in Salzsäure übergegangen wäre. Auch die anfängliche Leitung war bereits so gut, dass eine erhebliche

Hydrolyse angenommen werden muss; in einer $^1/_{10}$-Normallösung war das Aequivalentleitvermögen etwa $2^1/_2$ mal kleiner.

Eine weitere Untersuchung jener hier nur flüchtig behandelten „katalytischen" Wirkung halte ich für der Mühe werth.

Als der Lösung die äquivalente Menge HCl zugesetzt wurde, sodass die Verbindung $HAuCl_4$, die sogenannte Gold-Chlorwasserstoffsäure vorlag, leitete auch eine stärkere Lösung noch verhältnissmässig gut. Ein Einfluss der Zeit oder des Lichtes wurde nicht bemerkt.

Zinntetrachlorid $SnCl_4$. Die Beobachtungen an diesem Körper, dessen Veränderlichkeit in Lösung aus anderen Erscheinungen längst bekannt und auch an Wärmereactionen von Hrn. VIGNON[1]) bereits studirt worden ist, haben sich theilweise mit gleichzeitig angestellten, aber bereits veröffentlichten Beobachtungen von Mr. W. FOSTER[2]) gekreuzt, welche jedoch durch meine Beobachtungen zum Theil ergänzt werden. Lichthydrolyse ergab sich nicht.

Das zeitliche Anwachsen des Leitvermögens einer frischen Lösung erfolgte mit grosser Regelmässigkeit. Von einer 5 fach-Normallösung ($\frac{1}{4}$ $SnCl_4$ als Aequivalent angenommen) ausgehend, stellte man verschiedene Verdünnungen her und untersuchte ihr anfängliches und durch die Zeit sich steigerndes Leitvermögen. Die Geschwindigkeit der eintretenden Hydrolyse wächst, wie zu erwarten, mit steigender Verdünnung, und zwar derartig, dass bei Lösungen von der Ordnung 0,01-normal in den für die Beobachtung zugänglichen Zeiten, fast der ganze Process bereits abgelaufen ist. Indem man aber Einrichtungen traf, durch welche schon etwa 1 Min. nach der Verdünnung beobachtet werden konnte, gelang es, selbst bei $^1/_{250}$-normal noch eine Aenderung nachzuweisen und bei $^1/_{25}$-normal recht brauchbare Zeitcurven zu erhalten, die ein in Procenten des ganzen Leitvermögens ausgedrücktes Wachsthum von 1, 2 und 3 Proc., von der ersten Minute seit dem Verdünnen gerechnet, in 15, 140 und 500 Min. ergeben.

Das zeitliche Wachsthum des Leitvermögens in einigen stärkeren Concentrationen wird im Folgenden in der Gestalt

1) L. VIGNON, Compt. rend. (II) **109.** p. 372. 1889.
2) W. FOSTER, Physic. Rev. **9.** Nr. 45. p. 41. Juli 1899.

angegeben, dass die Zeiten in Stunden mitgetheilt werden, die vom Anfang an gerechnet zu einer Steigerung des Leitungsvermögens um 10, 20 etc. Proc. führten.

g-Aequiv. Liter	+ 10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	130%
0,5	0,3	2,0	8	60h	—	—	—	—	—	—	—
1,0	1,1	3,5	9,5	20	39	80	170	420	1900	4800h	—
2,0	3,0	11	25	47	80	135	235	440	1050	(2000)	5700h

Die Halb-Normallösung erreichte in etwa 500h ihren Grenzwerth mit 45 Proc. Steigerung. Die Doppelt-Normallösung scheint auch nach dem obigen Zeitraume von 8 Monaten das Gleichgewicht noch nicht erreicht zu haben. Um den Vorgang zu beschleunigen, wurden Proben von $^1/_1$- und doppeltnormal unter Luftabschluss 20h lang bei etwa 80° C. digerirt, erhielten hierdurch 105 bez. 150 Proc. Steigerung ihres ursprünglichen Leitvermögens, wobei 2 fach-normal aber einen Niederschlag absetzte. Die obigen, kalt behandelten Flüssigkeiten waren übrigens klar geblieben. Erst später gab $\frac{1}{2}$-normal die bekannte Abscheidung, welche sich in $^1/_{100}$, $^1/_{10}$ und $^1/_4$ nach kürzerer Zeit gebildet hatte, während weiter verdünnte Lösungen, wie bekannt, klar bleiben.

Klar blieben auch in gewöhnlicher Temperatur die 5 fach-normale und stärkere Lösungen. Bei dem Digeriren wie oben setzte die erstere ab, eine 15 fach-normale dagegen blieb auch da klar. Erstere, bei gewöhnlicher Temperatur ein in einer Reihe von Tagen merklich constantes Leitvermögen zeigend, wuchs bei dem Digeriren um nahe 100 Proc., bis eine kleine Trübung entstand, alsdann bei fortgesetztem Digeriren unter starker Abscheidung um noch etwa 20 Proc. des Anfangswerthes. Eine 15 fach-normale Lösung wurde auch durch Digeriren nicht wesentlich anders.

Im Ganzen geben die Versuche von einer Lösung von Zinntetrachlorid etwa folgendes Bild, wobei als Aequivalent immer 1 Cl oder $\frac{1}{4}(SnCl_4)$ angenommen wird.

Lösungen von 0,001 g-Aequiv./Liter leiten fast so gut wie gleich concentrirte HCl-Lösungen, sind also wohl ziemlich vollständig hydrolysirt. Die Zeit ändert sie sehr bald nach

ihrer Herstellung wenig mehr. Je stärker die Lösung, desto grösser wird zunächst die durch die Zeit entstehende Spaltung; sie bewirkt bei 0,1-normal etwa 10 Proc., bei 0,5-normal 50 Proc., bei $^1/_1$-normal 100 Proc., bei 2 fach-normal 150 Proc. Wachsthum des Leitvermögens, wobei das Widerstreben gegen die Hydrolyse mit wachsender Concentration immer steigt. Die 5 fach-normale Lösung ändert sich auch in langen Zeiträumen nur wenig, längeres Einwirken einer Temperatur von ca. 80° lässt das Leitvermögen sich aber etwa verdoppeln, freilich zuletzt unter Abscheidung von Oxyden. 15 fach-normale und stärkere Lösungen ändern ihren anfänglichen Zustand auch durch dieses Mittel nicht wesentlich; sie sind stets äusserst schlechte Leiter mit einem Aequivalent-Leitvermögen, welches in einer 18 fach-normalen Lösung auf dem fast beispiellos kleinen Werth 0,5 bleibt.

Die verdünnten hydrolysirten Lösungen bis normal kommen in ihrem Leitvermögen der HCl bis auf etwa 10 Proc. nahe, alsdann aber sinken auch sie bald auf erheblich kleinere Beträge, welche für concentrirte Lösungen, die sich überhaupt nicht hydrolysiren lassen, mit dem Anfangs-Leitvermögen verschmelzen.

Ueber den Einfluss der Temperatur auf das Potentialgefälle in verdünnten Gasen; *von G. C. Schmidt.*

(Vorgelegt in der Sitzung vom 15. December 1899.)

(Vgl. oben S. 257.)

Die Vertheilung des Energieverbrauchs in verdünnten, von elektrischen Strömen durchflossenen Gasen bei gewöhnlicher Temperatur ist vielfach untersucht worden, sei es durch Messung der an verschiedenen Stellen abgegebenen Wärmemengen, sei es durch Ermittelung des Potentialgefälles. Dadurch dürften im wesentlichen die in den einzelnen Fällen maassgebenden Grössen bestimmt sein. Dagegen fehlt es fast noch vollständig an quantitativen Untersuchungen in Gasen bei höheren und tieferen Temperaturen. Die einzigsten mir bekannten, hierhin gehörigen Messungen rühren von M. Pandolfi[1]) her. Derselbe bestimmte aber nur die Abhängigkeit des gesammten Entladungspotentiales zwischen den Elektroden zwischen 20° bis 100° C. Ein tieferer Einblick in die Erscheinungen lässt sich aber nur durch Beobachtungen in den einzelnen Theilen der Entladung gewinnen.

Um die hier obwaltenden Beziehungen aufzuklären, habe ich eine grosse Reihe von Messungen, und zwar: 1. über den Potentialgradienten im positiven Licht, 2. über das Kathodengefälle, 3. über den Potentialgradienten bei der dunklen Entladung und 4. über die Gesammtpotentialdifferenz bei verschiedenen Temperaturen ausgeführt.

Die Methode der Messung war die von Warren de la Rue und Müller, Hittorf, Warburg u. a. benutzte. In die von einem constanten Strom durchflossene Gasstrecke waren mehrere Platindrähte als Sonden eingesenkt. Die Potentialdifferenz wurde mittels eines modificirten Warburg'schen Elektrometers gemessen. Als Stromquelle diente eine Batterie von 1000 Accumulatoren. In den Stromkreis waren Hittorf'-

1) M. Pandolfi, Nuovo Cim. 5. p. 85—110. 1897.

sche Jodcadmiumwiderstände und ein Telephon, zur Beurtheilung der Constanz des Stromes, sowie ein Spiegelgalvanometer eingeschaltet. Zum Erwärmen der Entladungsröhre diente ein gut mit Asbest ausgefütterter eiserner Kasten. Aus demselben ragten nur die beiden Enden mit den Elektroden und die Quecksilbernäpfchen, in welche die oberen Enden der Sonden tauchten, heraus. Ein Glimmerfenster erlaubte die Erscheinungen in der Entladungsröhre zu verfolgen.

Die Versuche, welche zunächst auf Stickstoff beschränkt blieben, wurden theils bei constantem Druck, theils bei constanter Dichte des Gases angestellt. Zu dem letzteren Zweck war möglichst nahe an die Entladungsröhre ein Capillarhahn angebracht; wurde derselbe geöffnet und dadurch die Verbindung zwischen der Entladungsröhre und den grossen Gefässen der Pumpe hergestellt, so blieb der Druck während des Erhitzens nahezu constant. War der Hahn dagegen geschlossen, so blieb die Gasdichte constant.

Auffällige Veränderungen in den Erscheinungen treten beim Erhitzen auf. Sowohl bei constantem Druck, als auch bei constanter Dichte zerfällt bei höheren Temperaturen das ungeschichtete positive Licht in Schichten, die durch Steigerung der Stromstärke verwaschener und heller werden. Gleichzeitig zieht sich das positive Licht nach der Anode hin zurück, sodass schliesslich die Entladung eine dunkle wird. Dass diese letztere Erscheinung nicht davon herrührt, dass bei den hohen Temperaturen die Gase nicht mehr zu leuchten vermögen, geht deutlich daraus hervor, dass, sobald man eine Funkenstrecke vor die Entladungsröhre schaltet, die ganze Röhre schön leuchtet. Es muss also die Form der Entladung bei höheren Temperaturen eine ganz andere sein, als bei tiefen

Auffällige Veränderungen erfährt auch das Glimmlicht. Steigerung der Temperatur der Kathode bewirkt nämlich, dass sich dasselbe weiter ausdehnt, und zwar um so mehr, je geringer der Druck ist. Temperatursteigerung beeinflusst also das Glimmlicht in ähnlicher Weise, wie eine Stromsteigerung.

Einfluss der Temperatur auf den Gradienten im positiven ungeschichteten Licht. Von Hrn. A. Herz [1])

1) A. Herz, Wied. Ann. 54. p. 254. 1895.

ist nachgewiesen, dass der Gradient im positiven ungeschichteten Licht mit wachsender Stromstärke geradlinig abnimmt nach der Gleichung

$$v = v_0 - b(i - i_0),$$

wo v_0 den Gradienten für $i = i_0$ und b eine von i unabhängige Grösse bedeutet, nämlich die Abnahme des Gradienten für die Zunahme 1 der Stromstärke, das ist für 1 Milliampère Stromzunahme. Eine Reihe von Messungen ergaben, dass b unabhängig von der Temperatur ist, solange die Entladung eine ungeschichtete ist, während v_0 bei constantem Druck mit der Temperatur abnimmt. Bei constanter Gasdichte war dagegen im positiven ungeschichteten Licht v_0 unabhängig von der Temperatur, d. h. der Gradient ist unabhängig von der Temperatur.

Ein ähnliches Resultat ergab sich auch für das Kathodengefälle, insofern dasselbe, solange die Kathode noch nicht vollständig mit Glimmlicht bedeckt war, unabhängig von der Temperatur war.

Ausgedehnte Versuche über den Potentialgradienten bei der dunklen Entladung wurden mit verschiedenen Röhren angestellt. Der Gradient ist hier sehr klein, ändert sich aber recht beträchtlich mit der Stromstärke, und zwar im umgekehrten Sinn, wie bei der positiven ungeschichteten Entladung. Mit wachsender Stromstärke nimmt hier nämlich der Gradient zu, und zwar um so mehr zu, je höher die Temperatur ist, sodass es scheint, als ob bei sehr hohen Temperaturen die Stromstärke der elektromotorischen Kraft proportional ist. Hierüber müssen allerdings noch neue Versuche mit Porcellanröhren Auskunft geben.

Ferner ergab sich bei der dunklen Entladung:

1. Bei constanter Gasdichte nimmt der Gradient mit der Temperatur zu.

2. Bei constantem Druck nimmt der Gradient mit der Temperatur ab.

3. Der Gradient nimmt von der Anode nach der Kathode hin ab.

4. Der Gradient ist ungefähr proportional der Entfernung von der Kathode.

Schliesslich wurden noch eine Reihe von Messungen über die Aenderung der Gesammtpotentialdifferenz mit der Temperatur ausgeführt. Dieselben ergaben: Mit steigender Temperatur nimmt die Gesammtpotentialdifferenz anfangs langsam, dann rasch ab, erreicht ein Minimum, um darauf wieder zu steigen.

Die Verhältnisse liegen bei höheren Temperaturen, wo die Entladung eine dunkle ist, so viel einfacher, als bei gewöhnlicher Temperatur, dass es vielleicht gelingen wird, hier einfache Gesetze zu finden.

Die ausführliche Abhandlung wird demnächst erscheinen.

Erlangen, Physikal. Institut, 1. December 1899.

Ueber den Potentialgradienten in Gasgemischen; von W. Heuse.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 15. December 1899.)

(Vgl. oben S. 257.)

§ 1. E. WIEDEMANN erhitzte ein GEISSLER'sches Rohr, welches neben Luft von 10 mm Druck tropfbares Quecksilber enthielt, und fand, dass bei 240° oder einem Quecksilberdampfdruck von 57 mm aus dem Spectrum des bei der Glimmentladung leuchtenden Gases die Stickstofflinien verschwanden, indem die Quecksilberlinien allein sichtbar blieben. Ebenso, wie Stickstoff, verhielt sich unter diesen Umständen Wasserstoff.

P. LEWIS hat gezeigt, dass schon sehr geringe Beimengungen von Quecksilberdampf zum Wasserstoff die Helligkeit des Wasserstoffspectrums erheblich herabsetzen können. So reducirte Quecksilberdampf von 0,001 35 mm Druck (Sättigungsdruck bei 21°), Wasserstoff von 3 mm Druck bei Zimmertemperatur beigemischt, die Helligkeit des Wasserstoffspectrums auf weniger als die Hälfte, wobei die Quecksilberlinien sehr stark hervortraten.

In GEISSLER'schen Röhren ist also wenig Quecksilberdampf im Wasserstoff sehr leicht, wenig Wasserstoff im Quecksilberdampf schwer bez. gar nicht spectralanalytisch nachweisbar. Ebenso ist nach N. COLLIE und W. RAMSAY wenig Wasserstoff oder Stickstoff in Helium leicht, weniger als 10 Proc. Helium in Stickstoff oder Wasserstoff nicht spectralanalytisch nachweisbar.

§ 2. Diese Thatsachen führen auf die Frage, wie bei der Leitung des elektrischen Stromes durch ein Gasgemisch die Bestandtheile desselben an der Leitung betheiligt sind. Um dieser Frage näher zu treten, habe ich ein Gemisch von Stickstoff und Quecksilberdampf zur Untersuchung gewählt und zunächst den Potentialgradienten G im ungeschichteten positiven Theil der Glimmentladung gemessen:

1. im Stickstoff,
2. im Quecksilberdampf,
3. in einem Gemisch aus Stickstoff und Quecksilberdampf.

Die Messung geschah nach Hittorf durch Platinsonden, die sich in genau gemessenem Abstande voneinander befanden (ungefähr 1 cm), bei constantem, von einer Hochspannungsbatterie von 2000 Volt gelieferten Strom. Das Geissler'sche Rohr hatte 2,4 cm Durchmesser, 18,5 cm Länge.

§ 3. Potentialgradient im Stickstoff (G_n). Ich benutzte den argonhaltigen Stickstoff der atmosphärischen Luft, welchen ich durch weissen Phosphor vom Sauerstoff, alsdann von Kohlensäure und Wasser befreite. Das Versuchsrohr wurde, möglichst gut evacuirt, stundenlang einer Temperatur von 300° ausgesetzt und alsdann mit dem Stickstoff gefüllt. Nach mehrmaliger Wiederholung dieser Operation wurde bei der höchsten Temperatur, welche bei den Versuchen erreicht werden sollte, der Druck auf einen passenden Werth gebracht, und alsdann das Rohr von der Pumpe abgeschmolzen. Der Quecksilberdampf der Pumpe war nicht abgehalten.

Tabelle I.

Druck des Stickstoffs bei 22°: 1,4 mm; Stromstärke $0{,}57 \cdot 10^{-3}$ Amp.

t	22	53	73	103	113	128	153,3	173,6	201,1
G_n	37,4	38,2	39,1	38,7	37,8	37,5	37,5	37,3	37,3

Der Gradient erweist sich also bei constanter Gasdichte als unabhängig von der Temperatur, wie dies auch Hr. G. C. Schmidt (vgl. die vorige Mittheilung) gefunden hat.

§ 4. Potentialgradient im gesättigten Quecksilberdampf (G_q). Das möglichst gut, wie oben beschrieben, evacuirte Rohr enthielt tropfbares Quecksilber. Die Versuche waren nur in einem beschränkten Temperaturintervall ausführbar, da der Strom bei zu tiefen Temperaturen inconstant wurde, bei zu hohen aufhörte. Die folgenden Resultate wurden durch graphische Interpolation aus drei Versuchsreihen erhalten.

Tabelle II.

t	162,6	170	180	190	197,3
p	4,84	6,41	9,23	13,07	16,71
G_q	11,2	12,7	14,8	16,9	18,6
$\frac{G_q}{p}$	2,31	1,98	1,61	1,29	1,11

Auffällig ist der kleine Werth des Gradienten im Quecksilberdampf. Nach A. Herz beträgt er in einem Rohre von 1,5 cm Durchmesser bei 4 mm Druck im Stickstoff 92,2, im

Wasserstoff 64,5 Volt; in einem Rohr von 2,5 cm Durchmesser bei 2,50 mm Druck bei Stickstoff 60,2 Volt.

Das Verhältniss G/p nimmt, wie bei Stickstoff und Wasserstoff, mit zunehmendem Druck ab, aber in höherem Maasse als bei diesen Gasen.

§ 5. Potentialgradient in dem Gemisch aus Stickstoff und Quecksilber (G_g).

Tabelle III.

Druck des Stickstoffs bei 18°: 1,2 mm; Stromstärke $0{,}35 \cdot 10^{-8}$ Amp.

t	p	G_g	G_q	$G_g - G_q$
18°	0,00105	35,4	—	—
53,3	0,0167	31,1	—	—
70	0,050	29,2	—	—
77	0,0725	28,6	—	—
81	0,0984	27,8	—	—
86	0,1315	27,5	—	—
91	0,1747	27,3	—	—
97	0,243	27,4	—	—
106	0,390	29,0	—	—
120	0,779	34,1	—	—
131	1,297	37,1	—	—
142	2,10	42,2	—	—
154,3	3,49	48,3	—	—
162,4	4,81	52,9	11,1	41,8
170,5	6,54	57,4	12,8	44,6
182,7	10,16	62,4	15,3	47,1
192	14,01	67,0	17,4	49,6

Aus diesen Versuchen ergiebt sich die merkwürdige Thatsache, dass die Beimengung einer kleinen Menge Quecksilberdampf zum Stickstoff den Gradienten im ungeschichteten positiven Licht erniedrigt. Er sinkt von 35,4 Volt bei 18° ($p = 0{,}00105$) auf 27,3 Volt bei 91° ($p = 0{,}175$), wo er den kleinsten Werth erreicht. In Quecksilberdampffreiem Stickstoff würde er noch kleiner als 35,4 Volt sein.

Aus den Temperaturen, für welche G_q aus Tab. II, § 4 bekannt ist, sind die Werthe von G_q und $G_g - G_q$ in die Tab. III aufgenommen. Letztere steigen mit wachsendem Quecksilberdampfdruck.

Berlin, Physikalisches Institut, December 1899.

Zur Kenntniss des Potentialgradienten bei der Entladung durch Röntgenstrahlen; *von Siegfried Guggenheimer.*

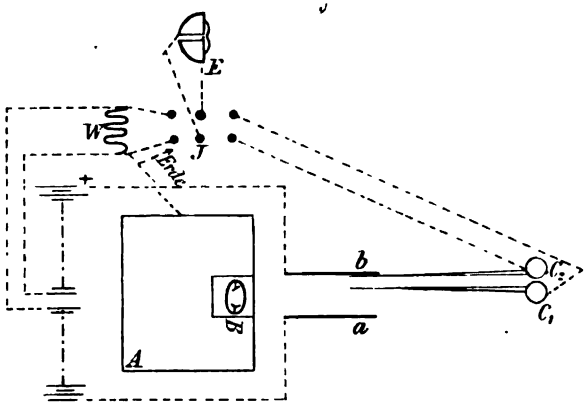
(Vorgelegt in der Sitzung vom 15. December 1899.)
(Vgl. oben S. 257.)

1. Hr. CHILD[1]) hat gezeigt, dass der Potentialgradient oder die elektrische Kraft zwischen zwei auf verschiedenem Potential gehaltenen Condensatorplatten, wenn die Luft zwischen den Platten durch Röntgenstrahlen leitend gemacht ist und infolge davon ein elektrischer Strom von der einen zur anderen Platte strömt, nicht constant ist, sondern in der Nähe der Platten gegen diese hin wächst. Hr. J. J. THOMSON hat eine Theorie dieses Phänomens gegeben.[2]) Mit wachsender Potentialdifferenz der Platten wächst nach den Beobachtungen der Herren J. J. THOMSON und RUTHERFORD die Stromstärke bis zu einem Grenzwerth und bleibt bei weiterer Steigerung der Potentialdifferenz auf diesem stehen. Ist nun dieser Grenzwerth der Stromstärke erreicht, so soll demselben nach der Theorie des Hrn. THOMSON die Differenz der Quadrate der elektrischen Kraft an zwei Punkten zwischen den Platten proportional sein. Zur Prüfung dieser Folgerung habe ich einige Versuche angestellt.

2. Das Inductorium befand sich in der innen mit Nickelpapier ausgeschlagenen Holzkiste A, die Röntgenröhre in dem auf die Kiste gestellten Bleikasten B; die Oeffnung, aus welcher die Strahlen austraten, wurde zur Variirung der Stromstärke mit einem oder mehreren Stanniolblättern verschlossen. a und b sind die Condensatorplatten. Der Potentialgradient wurde nach der Methode von LORD KELVIN gemessen. Aus den isolirten Gefässen c_1 und c_2 treten nämlich zwei Wasserstrahlen aus, deren Zerreissungspunkte an zwei in kleinem Abstand voneinander und auf gleicher Höhe befindlichen Stellen liegen. Die Potentialdifferenz des Wassers in den Gefässen wurde

1) C. D. CHILD, Wied. Ann. **65**. p. 152. 1898.
2) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (5) **47**. p. 253. 1899.

dann gleich der elektrischen Kraft in der Mitte zwischen den Zerreissungspunkten gesetzt. Ein THOMSON'sches Quadrantenelektrometer, in Doppelschaltung gebraucht, gab gleich das gesuchte Quadrat der elektrischen Kraft. Die Stromstärke wurde durch die Potentialdifferenz an den Enden eines Amyl-



alkohol-Xylol-Jodcadmiumwiderstandes W in der aus der Figur ersichtlichen Weise elektrometrisch bestimmt. Die Messungen wurden an zwei Punkten 1 und 2 vorgenommen, von denen 1 der einen Platte nahe lag. Das angelegte Potential wurde so gewählt, dass der Grenzwerth der Stromstärke erreicht war.

1. Versuchsreihe.

Die Abstände der Punkte 1 und 2 von der negativen Platte betrugen 0,7 cm bez. 2 cm, der Abstand der Condensatorplatten 6 cm, die Entfernung der beiden Zerreissungspunkte 0,75 cm. Die Potentialdifferenz der Platten betrug 240 Volt und die Entfernung der Röntgenröhre von der Mitte des Entladungsraumes war gleich 15 cm.

In der Tabelle bedeutet: n die Zahl der Stanniolblätter, J die Stromstärke, X_1 bez. X_2 die elektrische Kraft bei 1 und 2, J^2 und X^2 sind Scalentheile des Elektrometerausschlages, in dem auch J in Doppelschaltung gemessen wurde.

n	X_1^2	X_2^2	J^2	J	$\frac{J}{X_1^2 - X_2^2}$
1	56,5	53	52,5	7,25	2,07
3	69,25	67,75	11	3,31	2,21
5	84	83	4,5	2,21	2,21

2. Versuchsreihe.

Die Potentialdifferenz der Platten betrug 180 Volt. Die Stromstärke J wurde in Nadelschaltung gemessen. Sonst wie bei 1.

n	X_1^2	X_2^2	J	$\frac{J}{X_1^2 - X_2^2}$
1	50,5	44,8	40	7,02
5	58,0	55,2	19	6,79
9	61,0	59,5	9,5	6,33

3. Versuchsreihe.

In dieser Reihe wurde bei 1 die Potentialdifferenz zwischen der Platte und einem Wasserstrahlcollector, bei 2 die Potentialdifferenz zwischen den zwei Wasserstrahlcollectoren bestimmt. Der Abstand der Zerreissungspunkte war 0,5 cm; bei 1 trat an Stelle des einen Zerreissungspunktes die eine Condensatorplatte. Dabei sind Störungen durch secundäre Röntgenstrahlen allerdings nicht ausgeschlossen. Die Entfernung von 1 und 2 betrug 2 cm, die Potentialdifferenz der Platten 240 Volt.

n	X_1^2	X_2^2	J	$\frac{J}{X_1^2 - X_2^2}$
1	120	14	460	4,34
4	58	23	160	4,57

Die Versuche wurden sehr durch die Inconstanz der Strahlung erschwert. Es wurde deshalb jedesmal erst J, dann X_1 und X_2 und dann wieder J bestimmt, wobei Anfangs- und Endwerth um 2—3 Proc. verschieden ausfielen.

Das Ergebniss der Versuche scheint als Bestätigung der Thomson'schen Theorie betrachtet werden zu können.

Berlin, Phys. Inst. d. Univ.

Bemerkung zu der Abhandlung der Herren H. du Bois und O. Liebknecht: Moleculare Susceptibilität der Salze seltener Erden; von Stefan Meyer.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 15. December 1899.)

(Vgl. oben S. 257.)

In ihrer Abhandlung [1]) bemerken die genannten Forscher nach Anführung meiner Arbeit: „Ueber Magnetisirungszahlen anorganischer Verbindungen", ich hätte die Mittheilung der Herren A. P. Wills und O. Liebknecht vom 30. Juni übersehen.

Nun war es schon deshalb unmöglich, diese Publication (eingereicht am 30. Juni 1899) zu sehen, weil sie zur Zeit, als ich die meine zur Drucklegung absandte [2]) (6. Juli 1899), überhaupt noch nicht im Drucke vorlag. [3])

Was die Prioritätsansprüche der genannten Forscher anbelangt, so möchte ich es nicht unterlassen darauf hinzuweisen, dass in der angezogenen Abhandlung vom 30. Juni ohne jede Zahlenangabe bloss qualitativ der Paramagnetismus der Nitrate bez. Chloride von Yttrium, Cer, Praseodym, Neodym und Erbium constatirt wird. Die in der neueren Arbeit p. 236 erwähnte Stelle, wo „auf die grosse Wahrscheinlichkeit hervorragend magnetischer Eigenschaften der Salze einiger weiterer seltener Erden hingewiesen ist", konnte ich in der ersten Mittheilung (vom 30. Juni) nicht finden.

Diese scheint mir nur insofern Neues zu enthalten, als die naheliegende Thatsache, dass die zwei Bestandtheile des paramagnetischen Didym, Neodym und Praseodym gleichfalls paramagnetisch sind, gefunden wird.

1) H. du Bois u. O. Liebknecht, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. zu Berlin vom 3. November 1899. p. 236.

2) Diese wurde am 6. Juli der kais. Akad. d. Wissensch. zu Wien eingereicht und am 10. Juli ging sie auch bei der Redaction der Wiedemann'schen Annalen ein.

3) Wohl nur versehentlich citiren die Herren bei der Arbeit von A. P. Wills u. O. Liebknecht den Einreichungstermin, bei meiner die Zeit des Erscheinens.

Abgesehen von einigen von mir schon etwas früher veröffentlichten Ergebnissen [1]) liegen für Lanthan, Cer und Didym auch mehrere ältere Angaben (so von G. WIEDEMANN und G. QUINCKE) vor, für Yttrium und Erbium ausserdem aber noch die älteren Messungen von ÅNGSTRÖM [2]), die derselbe an den sehr gut gereinigten Substanzen der Herren NILSON und PETERSON vorgenommen hat. Dieser hat qualitativ auch noch den Paramagnetismus von Ytterbium gefunden und unter anderem Sc_2O_3 und La_2O_3 als diamagnetisch erkannt. [3])

Die wesentlich neue Thatsache aber, dass es sich hier um eine Reihe von Elementen handelt, die in gleichen Verbindungen ebenso stark und stärker magnetisch (im Erbium bis viermal) sind als diejenigen der Eisengruppe, habe ich wohl zuerst nachgewiesen. [4])

Auch darin, dass quantitative Vergleiche zwischen den an gelösten Salzen und den von mir an trockenen Verbindungen gefundenen Zahlen ganz und gar nicht möglich sind, kann ich den genannten Forschern nicht beistimmen. Meine Zahlen für den Atommagnetismus der in Verbindungen enthaltenen seltenen Erden stimmen in Anbetracht der Schwierigkeiten der Messung gut überein und liefern für ansteigenden Magnetismus die Reihe

Ce, Pr, Nd, (Yb), Sa, Gd, Er,

und zwar verhalten sich die Zahlen [5]) für

Pr : Nd : Sa : Gd : Er wie 2 : 5 : 10 : 23 : 40.

Aus der Tabelle [6]) der Herren H DU BOIS und O. LIEBKNECHT folgt aber für den Atommagnetismus der in Lösung befindlichen Salze der seltenen Erden:

Pr : Nd : Sa : Gd : Er wie 3 : 5 : 12 : 26 : 37.

---

1) Vgl. ST. MEYER, Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wissensch. zu Wien (2a) 108. p. 184 vom 2. März 1899 und l. c. p. 767 vom 8. Juni 1899.

2) ÅNGSTRÖM, Berichte d. deutsch. chem. Gesellsch. 13. p. 1465. 1880.

3) Dass man übrigens aus dem Verhalten dieser Verbindungen auf dasjenige von Lanthan und Scandium nicht zu schliessen berechtigt ist, habe ich in Wied. Ann. 69. p. 254. 1899 ausführlich gezeigt.

4) ST. MEYER, Wied. Ann. 69. p. 247. 1899.

5) Vgl. die Tabelle in Wied. Ann. 69. p. 252. September 1899.

6) H. DU BOIS u. O. LIEBKNECHT, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. zu Berlin vom 8. November 1899, p. 237.

Die letzteren Zahlen stimmen mit Rücksicht auf die sicherlich nicht ganz gleiche Reinheit der Substanzen überraschend gut mit meinen Werthen und bestätigen nicht nur die von mir aufgestellte Reihenfolge auf das Beste, sondern zeigen auch, dass die nach meinem Verfahren erhaltenen absoluten Werthe recht gut mit denjenigen der Herren H. du Bois und O. Liebknecht übereinstimmen.

Dass der Paramagnetismus von Yttrium nur von Beimengungen (hauptsächlich Erbium) herrührt, habe ich bereits früher[1]) wahrscheinlich gemacht, und erscheint seither durch die spectralanalytischen Untersuchungen der Herren F. Exner und E. Haschеck[2]) nahezu sichergestellt. Dasselbe gilt mit grosser Wahrscheinlichkeit für das niemals völlig von Erbium freie Ytterbium.

Wien, Physikal. Inst. d. Univ., December 1899.

---

1) St. Meyer, Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wissensch. zu Wien 2 a) 108. p. 770. 8. Juni 1899.

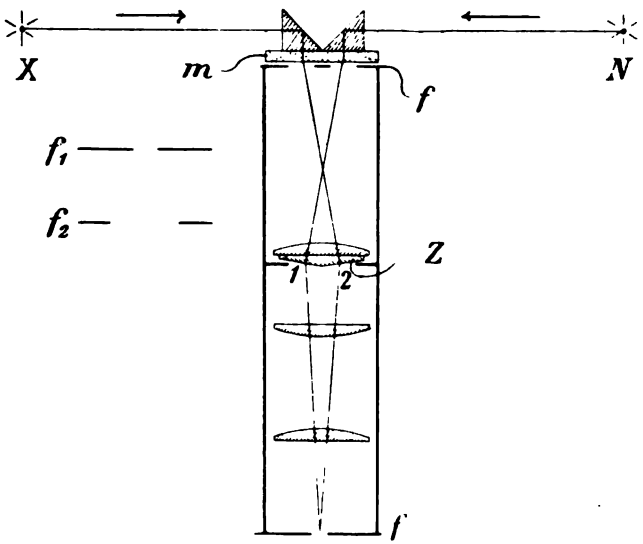
2) F. Exner u. E. Haschek, l. c. p. 1123.

Ueber eine neue photometrische Vergleichsvorrichtung mit Zwillingsprisma; von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. December 1898.)

(Vgl. oben S. 258.)

1. Bei der neuen photometrischen Vergleichsvorrichtung treten die zu vergleichenden Lichtbündel durch die beiden Oeffnungen in dem Schirme f (vgl. Figur) ein. Zwischen f und einem zweiten undurchsichtigen Schirm f' ist ein Zwillingsprisma Z nebst einigen Linsen so angeordnet, dass die beiden



Schirme f und f' aufeinander abgebildet werden und dass man, durch eine Oeffnung in dem Schirme f' blickend, die Kante des Zwillingsprismas scharf sieht. Der Beobachter sieht dann, wie die in der Figur gezeichneten Strahlen zeigen, die beiden Hälften des Zwillingsprismas durch je eine der Oeffnungen im Schirme f hindurch beleuchtet.

2. Diese Vergleichsvorrichtung kann in Verbindung mit verschiedenen Messvorrichtungen gebraucht werden. Ins-

besondere ist die Vorrichtung geeignet, messbar auf einer optischen Bank verschoben zu werden, an deren Enden die zu untersuchende Lichtquelle X und die als Normale dienende N von bekannter Lichtstärke aufgestellt sind (vgl. Figur). Die beiden Photometeröffnungen werden dann durch zwei Reflexionsprismen und eine Milchglasscheibe m hindurch beleuchtet.

3. Die Vorrichtung erfüllt die Bedingungen, welche Hr. Weber[1]) und die, welche die Herren Lummer und Brodhun[2]) für photometrische Vergleichsvorrichtungen aufgestellt haben; denn 1. erhält jedes Vergleichsfeld nur Licht von einer der zu untersuchenden Lichtquellen, 2. erscheinen die Felder durch eine vollkommen scharfe Grenze voneinander getrennt und 3. verschwindet die Grenze bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit vollkommen.

4. Ueber das Verschwinden der Grenze sind folgende Versuche angestellt. Benutzt man das Photometer mit dem Schirme f, wie ihn die Figur der leichteren Verständlichkeit wegen darstellt, so sieht man eine feine schwarze Linie zwischen den Vergleichsfeldern. Giebt man dem Schirme f die Form f_1, bei welcher nur der mittlere Theil der Schirmöffnung frei ist, dann sieht man eine feine helle Linie zwischen völlig dunkeln Feldern. Hat dagegen der Schirm die Form f_2, bei welcher die ganze Oeffnung beleuchtet ist, dann verschwindet die Grenze vollkommen. Dann leuchten die Vergleichsfelder mit Licht, welches durch die Randtheile der Blendenöffnung gegangen und durch die Flächen des Zwillingsprismas abgelenkt ist; die Grenze, 'd. h. die Kante des Zwillingsprismas leuchtet mit Licht, welches von der Mitte der Blendenöffnung kommt und gerade durch die Kante hindurch gegangen ist.

Berlin, Optische Werkstätte von Franz Schmidt & Haensch.

1) L. Weber, Wied. Ann. 31. p. 676—700. 1887.
2) O. Lummer u. E. Brodhun, Zeitschr. f. Instrumentenk. 9. p. 42. 1889.

Ueber eine Neuconstruction des König'schen Spectralphotometers; von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. December 1899.)

(Vgl. oben S. 258.)

1. Princip des König'schen Photometers.

Hr. ARTHUR KÖNIG in Berlin hat in den Jahren 1885/86 ein neues Spectralphotometer angegeben.[1]) Das Instrument ist nach Art eines KIRCHHOEF-BUNSEN'schen Spectroskopes gebaut. Die zu vergleichenden Lichtbündel treten durch die beiden Oeffnungen *a* und *b* des Spectroskopspaltes ein (vgl. Fig. 1; der Spalt liegt in der Ebene des Papiers). Im

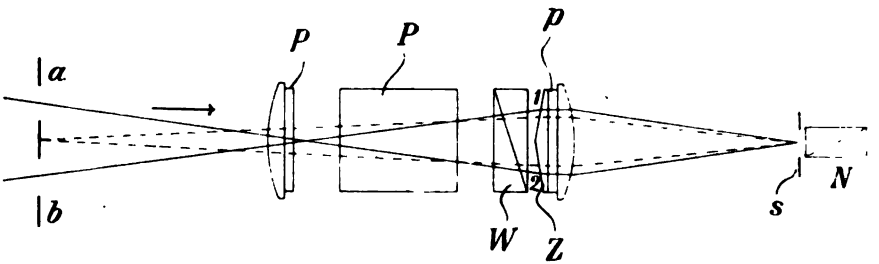


Fig. 1.

Beobachtungsrohr befindet sich an Stelle des Fadenkreuzes ein zweiter Spalt *s*. Zwischen den Objectiven ist ein doppelbrechendes WOLLASTON-Prisma *W* und ein Zwillingsprisma *Z* angebracht. Der Beobachter blickt durch den Spalt *s* hindurch auf das Zwillingsprisma und sieht die Hälften 1 bez. 2 des letzteren durch die Spalte *b* bez. *a* hindurch beleuchtet; die ins Auge gelangenden Strahlen sind in der Fig. 1 durch ausgezogene Linien dargestellt. — Durch messbare Drehung des Nicols *N* wird auf gleiche Helligkeit eingestellt.

1) A. KÖNIG, Verhandl. d. physik. Gesellsch. zu Berlin vom 22. Mai 1885 und 19. Mai 1886. Eine ausführliche Beschreibung des Apparates hat derselbe zuerst in Wied. Ann. 53. p. 785. 1894 veröffentlicht.

2. Aenderungen in der Construction.

Bei der Neuconstruction ist das Beobachtungsrohr (R in Fig. 2) nicht um eine verticale Axe, wie früher, sondern um eine horizontale Axe (d) drehbar. Diese Anordnung hat die Vorzüge, dass der ganze Apparat viel weniger Platz einnimmt als früher und dass der Beobachter schräg nach unten blickt,

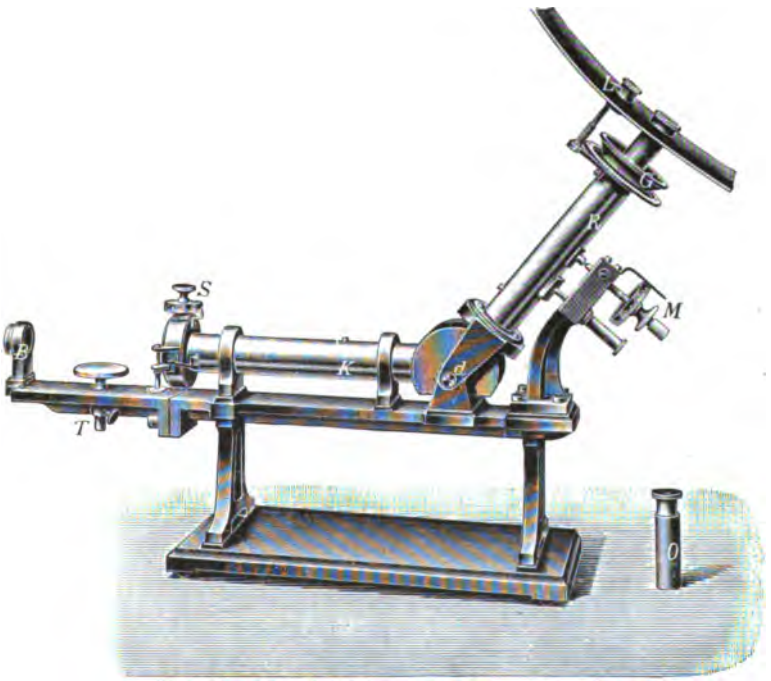


Fig. 2.

was sehr bequem ist. Die Einstellung und Messung der mittleren hindurchgelassenen Wellenlänge geschieht durch die Mikrometerschraube M, bequemer und genauer als früher mittels Theilkreises. — Für Absorptionsmessungen sind ein in der Höhe verstellbarer Tisch T und eine Beleuchtungsvorrichtung B vorgesehen.

3. Optische Aenderungen.

Die Beleuchtungsvorrichtung (vgl. Fig. 3) besteht aus drei Linsen, welche von jedem Punkte der zweckmässig ab-

geblendeten Lichtquelle L ein Bild auf beiden Spaltöffnungen a und b entwerfen, sodass stets die gleiche Lichtmenge durch beide Spalte tritt. Infolge dessen entstehen nicht, wie früher, erhebliche Fehler, wenn sich während einer Absorptionsmessung die Intensitätsvertheilung in der Lichtquelle ändert.

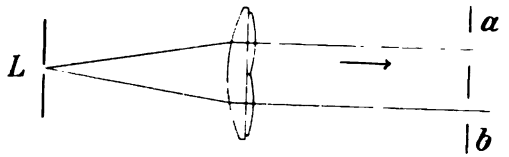


Fig. 3.

Für gewisse Zwecke ist es vortheilhaft, das Photometer nicht mit zwei excentrischen, sondern mit einer centrischen Oeffnung zu verwenden. Es gelangen dann die in Fig. 1 ge-

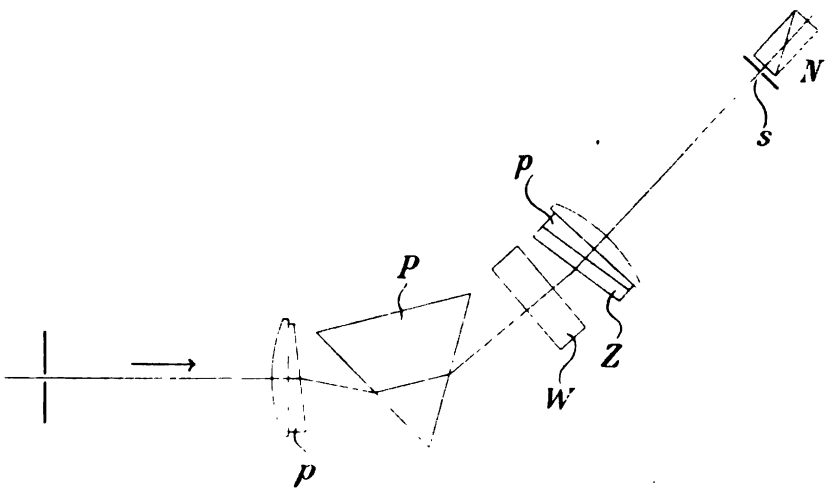


Fig. 4.

strichelt gezeichneten Strahlen ins Auge, deren im Wollaston-Prisma hervorgerufene Ablenkung im Zwillingsprisma wieder aufgehoben ist.[1])

1) Dieser Strahlengang kann auch in dem kürzlich vom Verf. beschriebenen Polarisationsphotometer für weisses Licht benutzt werden (F. F. Martens, Verhandl. d. Deutschen Physikal. Gesellsch. 1. p. 204 bis 208. 1899).

Die Reihenfolge der optischen Theile ist etwas geändert. Das früher aus Quarz, jetzt aus Kalkspath gefertigte WOLLASTON-Prisma ist zwischen Flintprisma *P* und Zwillingsprisma *Z* angebracht (vgl. Fig. 1 und Fig. 4). Die Lichtstrahlen durchlaufen dann zwischen dem polarisirenden Prisma *W* und dem analysirenden *N* nur eine dünne Glasschicht und bleiben in zwei zu einander genau senkrechten Richtungen linear polarisirt, was früher infolge der dicken, von den Strahlen durchlaufenen Flintglasschicht nicht streng der Fall war, wie Hr. EHLERS[1]) zuerst beobachtet hat.

Die früher sehr störenden Reflexbilder sind bei der Neuconstruction vermieden dadurch, dass als Objective planconvexe Linsen mit angekitteten Prismen *p* benutzt sind (vgl. Fig. 4); bei dieser Anordnung können zweimal reflectirte Strahlen nicht ins Auge gelangen.

4. Anwendungen.

1. Die wichtigste Anwendung des Photometers dürfte die sein, Lichtquellen miteinander zu vergleichen. Man misst gewöhnlich die relative spectrale Lichtstärke oder die relative spectrale Intensität von weissen Lichtquellen, bezogen auf eine HEFNER'sche Normallampe. Man kann auch die relative Intensität verschiedener monochromatischer Lichtquellen durch Vergleichung mit einer constanten weissen Lichtquelle ermitteln.

Fig. 5.

Letztere Untersuchung habe ich für eine Anzahl von Na-Lampen durchgeführt. Untersucht wurden: I. ein Intensivnatronbrenner, bei welchem NaCl, in einer dünnen Glasröhre eingeschmolzen, in die Flamme eines LINNEMANN'schen Brenners gebracht wurde; II. eine LANDOLT'sche Lampe, Bunsenbrenner mit zwei Platinreusen voll NaCl; III. ein Bunsenbrenner mit Platinring nach Hrn. WINTER (Fig. 5); IV. eine Na-Lampe nach REED, bei welcher die Flamme eines Bunsen-

1) J. EHLERS, Inaug.-Diss. Göttingen 1897; Neues Jahrb. f. Mineral., Geol., Palaeontol. Beil. **11**. p. 259—317. 1897.

brenners durch eine Oeffnung in Asbest, deren Rand mit NaCl bedeckt ist, hindurchbrennt. Die Lampen wurden der Reihe nach geradeaus vor den Spalt gestellt, während die andere Oeffnung mittels eines Vergleichsprismas von einer Petroleumlampe beleuchtet wurde. Die relative Helligkeit der einzelnen Lampen war folgende:

I	II	III	IV
14,0	1,22	1	0,45

2. Zur Messung von Extinctionscoefficienten wird die Neuconstruction in derselben Weise wie früher gebraucht. Die Messungen sind erleichtert durch die Beleuchtungsvorrichtung und den Tisch für Absorptionsgefässe.

3. Bei dichroitischen Krystallen misst man zweckmässig zuerst das Verhältniss der Absorptionen für die ordinären und extraordinären Strahlen, bei einer centrischen Photometeröffnung, dann die absolute Grösse einer Absorption bei zwei Oeffnungen.

4. Bringt man an die Stelle der Beleuchtungsvorrichtung *B* ein messbar drehbares Nicol und giebt dem Spalt eine centrische Oeffnung, so kann man die Rotationsdispersion optisch activer Substanzen bis auf etwa 0,1° messen.

Berlin, Optische Werkstätte von Franz Schmidt & Haensch.

Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1899 verlor die Gesellschaft durch Tod:

Dr. W. Brix, Prof. Dr. C. Lange, Prof. Dr. E. von Lommel und Prof. Dr. G. Wiedemann.

Am Ende des Jahres 1899 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr Dr. M. Abraham*), SW., Dessauerstrasse 24.
2. „ Dr. M. Altschul, N., Brunnenstrasse 109.
3. „ F. S. Archenhold, Treptow bei Berlin, Sternwarte.
4. „ Prof. Dr. H. Aron, W., Lichtensteinallee 3a.
5. „ Dr. L. Arons, SW., Königgrätzerstrasse 109.
6. „ Dr. E. Aschkinass, W., Kurfürstendamm 22.
7. „ Prof. Dr. R. Assmann, Tegeler Landstrasse, Scharnweberstr. 15a.
8. „ O. Baschin, W., Schinkelplatz 6.
9. „ Frhr. v. Beaulieu, Charlottenburg.
10. „ Dr. U. Behn, NW., Reichstagsufer 7/8.
11. „ Dr. W. Bein, W., Schaperstrasse 36.
12. „ Dr. G. Benischke, N., Jasmunderstrasse 12.
13. „ Prof. Dr. P. Benoit, W., Neue Winterfeldstrasse 54.
14. „ A. Berberich, SW., Lindenstrasse 91.
15. „ Prof. Dr. W. v. Bezold, W., Lützowstrasse 72.
16. „ Prof. Dr. E. Blasius, Charlottenburg, Knesebeckstrasse 96.
17. „ A. Blümel, SO., Melchiorstrasse 22.
18. „ H. Boas, SW., Dessauerstrasse 38.
19. „ Prof. Dr. H. du Bois, NW., Schiffbauerdamm 21.
20. „ A. du Bois-Reymond, NW., Schiffbauerdamm 29a.
21. „ Prof. Dr. R. Börnstein, Deutsch-Wilmersdorf bei Berlin, Landhausstrasse 10.
22. „ Prof. Dr. H. Böttger, NW. Lessingstrasse 10.
23. „ Dr. F. Bremer, NW., Schleswiger Ufer 16.

---

*) Berlin ist in dem Verzeichniss weggelassen.

24. Herr Dr. W. Brix, Steglitz, Hohenzollernstrasse 1.
25. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Colonie Grunewald, Hubertusbaderstr. 22.
26. „ Dr. C. Brodmann, NW., Claudiusstrasse 4.
27. „ Prof. Dr. E. Budde, NW., Alt-Moabit 89.
28. „ Dr. R. Burg, Charlottenburg, Goethestrasse 8.
29. „ Dr. F. Caspary, W., Joachimsthalerstrasse 43.
30. „ Dr. A. Day, Charlottenburg, Phys.-Techn. Reichsanstalt.
31. „ Dr. R. Defregger, W., Bayreutherstrasse 6.
32. „ Dr. H. Diesselhorst, Charlottenburg, Phys.-Techn. Reichsanstalt.
33. „ Dr. W. Dittenberger, Charlottenburg, Phys.-Techn. Reichsanstalt.
34. „ Prof. Dr. E. v. Drygalski, W., Kurfürstenstrasse 40.
35. „ Dr. A. Ebeling, W., Würzburgerstrasse 20.
36. „ Dr. Edler, Potsdam, Leipzigerstrasse 9a.
37. „ Prof. Dr. Th. W. Engelmann, NW., Neue Wilhelmstrasse 15.
38. „ F. Ernecke, SW., Königgrätzerstrasse 112.
39. „ Dr. C. Färber, S., Fichtestrasse 80.
40. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg, Leibnitzstrasse 1.
41. „ Prof. Dr. R. Finkener, W., Schaperstrasse 18.
42. „ Dr. K. Fischer, Friedenau, Beckerstrasse 10.
43. „ Franke, W., Lützowstrasse 71.
44. „ Dr. A. Franke, SW., Hagelsbergerstrasse 23.
45. „ Dr. G. Freund, NW., Unter den Linden 69.
46. „ Prof. Dr. O. Frölich, Steglitz, Hohenzollernstrasse 5.
47. „ Prof. Dr. L. Fuchs, W., Rankestrasse 14.
48. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstrasse 8.
49. „ Dr. H. Gerstmann, W., Knesebeckstrasse 70/71.
50. „ Dr. W. Giese, W., Bülowstrasse 80.
51. „ Dr. A. Gleichen, Hasenheide 93.
52. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W., Motzstrasse 66.
53. „ Dr. Th. Gross, Westend bei Berlin, Elisabethstrasse.
54. „ Prof. Dr. L. Grunmach, W., Wormserstrasse 6a.
55. „ Dr. S. Guggenheimer, W., Kurfürstenstrasse 111.
56. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg, Schlüterstrasse 71.
57. „ Prof. Dr. P. Güssfeldt, NW., Beethovenstrasse 1.
58. „ L. Hacker, Gross-Lichterfelde, Potsdamerstrasse 52.
59. „ Wilh. Hänsch, S., Gitschinerstrasse 82.
60. „ Dr. E. Häntzschel, W., Gleditschstrasse 43.
61. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg, Marchstrasse 25.
62. „ H. Hahn, Kolonie Grunewald, Bismarckallee 24.
63. „ G. Hansemann, W., Maassenstrasse 29.
64. „ Prof. Dr. G. Hauck, W., Bülowstrasse 6.
65. „ Dr. F. v. Hefner-Alteneck, W., Hildebrandstrasse 9.
66. „ P. Heitchen, Charlottenburg, Wilmersdorferstrasse 127.
67. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W., Margarethenstrasse 2/3.
68. „ Prof. Dr. K. Hensel, W.. Kurfürstendamm 36.

69. Herr Prof. Dr. J. Hirschwald, Kolonie Grunewald, Kunz Buntschuhstrasse 16.
70. „ Prof. J. H. van't Hoff, Charlottenburg, Uhlandstrasse 2.
71. „ Dr. H. Hohnhorst, SW., Bellealliancestrasse 80.
72. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg, Schlossstrasse 3.
73. „ Dr. K. Hollefreund, S., Alexandrinenstrasse 36.
74. „ Prof. Dr. R. Hoppe, S., Prinzenstrasse 69.
75. „ Dr. W. Howe, Westend bei Berlin, Kastanienallee 4.
76. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Charlottenburg, Goethestrasse 16.
77. „ Dr. E. Jahnke, Wilmersdorf, Pariserstrasse 55.
78. „ Dr. K. Kahle, Charlottenburg, Lietzow 11.
79. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W., Ansbacherstrasse 14.
80. „ G. Kiesel, O., Langestrasse 31.
81. „ O. Kiewel, W., Schinkelplatz 6.
82. „ Prof. Dr. A. König, NW., Flemmingstrasse 1.
83. „ Dr. A. Köpsel, Charlottenburg, Grolmanstr. 15.
84. „ Prof. Dr. F. Kötter, S., Annenstrasse 1.
85. „ Prof. Dr. M. Koppe, O., Königsbergerstrasse 16.
86. „ Prof. Dr. F. Kohlrausch, Charlottenburg, Marchstrasse 25.
87. „ Prof. Dr. G. Krech, S., Brandenburgstrasse 43.
88. „ Prof. Dr. V. Kremser, NW., Spenerstrasse 34.
89. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, W., Siegismundstrasse 3.
90. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, Charlottenburg, Kantstrasse 138.
91. „ Prof. Dr. E. Lampe, W., Kurfürstenstrasse 139.
92. „ Prof. Dr. H. Landolt, NW., Albrechtstrasse 14.
93. „ Prof. Dr. J. Lange, NO., Elisabethstrasse 57/58.
94. „ Dr. E. Less, NW., Bachstrasse 11.
95. „ Dr. L. Levy, W., Blumenthalstrasse 17.
96. „ C. Liebenow, W., Fasanenstasse 51.
97. „ Prof. Dr. O. Liebreich, NW., Neustädtische Kirchstrasse 9.
98. „ Prof. Dr. St. Lindeck in Charlottenburg, Goethestrasse 68.
99. „ Prof. Dr. E. Loew, SW., Grossbeerenstrasse 1.
100. „ Prof. Dr. O. Lummer in Charlottenburg, Marchstrasse 25.
101. „ Dr. F. F. Martens, S., Stallschreiberstrasse 4.
102. „ Capitän z. See a. D. Mensing, W., Kurfürstenstrasse 99.
103. „ Dr. W. Meyer, W., Rankestrasse 23.
104. „ Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1c.
105. „ Dr. C. Michaelis, SO., Alexandrinenstrasse 6/7.
106. „ Ministerialdirector a. D. Dr. P. Micke, W., Kleiststrasse 15.
107. „ Dr. R. Müller, SW., Blücherstrasse 35.
108. „ Prof. Dr. H. Munk, W., Matthäikirchstrasse 4.
109. „ Dr. R. Nahrwold, SW., Planufer 31.
110. „ Prof. Dr. F. Neesen, W., Ansbacherstrasse 31.
111. Frl. Dr. Elsa Neumann, W., Potsdamerstrasse 10.
112. Herr Prof. Dr. A. Paalzow, W., Wilhelmstrasse 50.

113. Herr Prof. Dr. M. Planck, W., Tauenzienstrasse 18a.
114. „ Prof. Dr. F. Poske, SW., Halleschestrasse 21.
115. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, NW., Flensburgerstrasse 14.
116. „ Dr. A. Raps, SW., Yorkstr. 66.
117. „ Prof. Dr. O. Reichel Charlottenburg, Bismarckstrasse 126.
118. „ Dr. E. Richter, Charlottenburg, Knesebeckstrasse 90.
119. „ Dr. H. Rohrbeck, NW., Karlstrasse 24.
120. „ Prof Dr. O. Rosenbach, W., Victoriastrasse 20.
121. „ Prof. Dr. H. Rubens, W., Knesebeckstrasse 29.
122. „ Prof. Dr. Fr. Rüdorff, Charlottenburg, Marchstrasse 7c.
123. „ Dr. K. Scheel, Deutsch-Wilmersdorf bei Berlin, Güntzelstr. 43.
124. „ Dr. R. Schelske, NW., Beethovenstrasse 3.
125. „ Dr. Schenck, Charlottenburg, Kantstrasse 27.
126. „ Prof. M. Schlegel, W., Bellevuestrasse 15.
127. „ Dr. Erich Schmidt, Wilmersdorf, Pariserstrasse 9.
128. „ Prof. Dr. J. Scholz, NW., Klopstockstrasse 1.
129. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestrasse 34.
130. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg, Kantstrasse 147, Gartenhaus.
131. „ Dr. O. Schönrock, NW., Jagowstrasse 10.
132. „ Prof. F. Schotte, SW., Grossbeerenstrasse 27a.
133. „ Dr. A. Schulze, N., Invalidenstrasse 43.
134. „ Reg. R. Dr. Franz Schütt, W., Kleiststrasse 31.
135. „ Prof. Dr. B. Schwalbe, NW., Georgenstrasse 30/31.
136. „ Dr. G. Schwalbe, NW., Georgenstrasse 30/31.
137. „ Reg.-R. a. D. R. Seebold, Charlottenburg, Fasanenstrasse 13.
138. „ Frhr. v. Seherr-Thoss, W., Hohenzollernstrasse 11.
139. „ Dr. G. Sieben in Gross-Lichterfelde, Sternstrasse 9.
140. „ Dr. A. Siebert, Gross-Lichterfelde, Potsdamerstrasse 61.
141. „ Hauptmann v. Siegsfeld, Schöneberg, Herbertstrasse 2.
142. „ Wilh. v. Siemens, W., Thiergartenstrasse 10.
143. „ Prof. Dr. W. Sklarek, W., Landgrafenstrasse 7.
144. „ Prof. Dr. A. Slaby, Charlottenburg, Sophienstrasse 4.
145. „ Dr. P. Spies, Charlottenburg, Göthestrasse 86.
146. „ Dr. H. Starke, NW., Reichstagsufer 7/8.
147. „ Dr. K. Strecker, W., Keithstrasse 20.
148. „ Prof. H. Thurein, N., Chausseestrasse 40.
149. „ Dr. Fr. Vettin, SW., Bernburgerstrasse 24.
150. „ Prof. Dr. R. Virchow, W., Schellingstrasse 10.
151. „ Prof. Dr. E. Warburg, NW., Neue Wilhelmstrasse 16.
152. „ Dr. C. L. Weber, SW., Yorkstrasse 9.
153. „ Prof. Dr. W. Wedding, Gross-Lichterfelde, Wilhelmstrasse 2.
154. „ Dr. A. Wehnelt, Charlottenburg, Leibnitzstrasse 68.
155. „ Prof. Dr. J. Weingarten, W., Regentenstrasse 14.
156. „ Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg, Kantstrasse 148.
157. „ Dr. K. Wesendonck, W., Wilhelmstrasse 66.

158. Herr J. West, N., Monbijouplatz 3.
159. „ Prof. H. F. Wiebe, Charlottenburg, Leibnitzstrasse 78a.
160. „ Prof. Dr. W. Wolff, Charlottenburg, Uhlandstrasse 193.
161. „ R. Wurtzel, NW., Luisenstrasse 62.

B. Auswärtige Mitglieder.

162. „ Prof. Dr. R. Abegg, Breslau, Kaiser Wilhelmstrasse 70.
163. „ M. Abramczyk, Strassburg i. E., Phys. Institut.
164. „ Prof. K. Ångström, Upsala.
165. „ Dr. Apt, Köln-Ehrenfeld, Gesellschaft „Helios".
166. „ Dr. E. van Aubel, Brüssel, Rue de Comines 12.
167. „ Dr. G. Berthold, Ronsdorf.
168. „ Prof. Dr. L. Boltzmann, Wien IX, Türkenstrasse 3.
169. „ Prof. Dr. F. Braun, Strassburg.
170. „ Prof. Dr. Bruns, Leipzig, Stephanstrasse 3.
171. „ Prof. Dr. F. Burckhardt, Basel.
172. „ Prof. Dr. E. B. Christoffel, Strassburg i. E., Steinstrasse 34.
173. „ Prof. Dr. O. Chwolson, St. Petersburg, W. O. 8. Linie Nr. 19.
174. „ Dr. A. Coehn, Göttingen, Obere Karspüle 16a.
175. „ Dr. S. Czapski, Jena.
176. „ Dr. A. Dahms, Leipzig, Thalstrasse 35.
177. „ Dr. Dehms, Potsdam.
178. „ Prof. Dr. C. Dieterici, Hannover.
179. „ Prof. Dr. E. Dorn, Halle a. S., Paradeplatz 7.
180. „ Prof. Dr. P. Drude, Leipzig, Marschnerstrasse 3.
181. „ Prof. H. Dufour, Lausanne, Universität.
182. „ Prof. Dr. H. Ebert, München, Techn. Hochschule.
183. „ Prof. Dr. J. Elster, Wolfenbüttel, Lessingstrasse 7.
184. „ Dr. R. Emden, München, Techn. Hochschule.
185. „ Prof. Dr. M. Eschenhagen, Potsdam, Magnet. Observatorium.
186. „ Dr. Felgenträger, Potsdam.
187. „ Dr. K. Fischer, München, Theresienstrasse 43.
188. „ Prof. Dr. Fromme, Giessen.
189. „ Prof. Dr. J. Gad, Prag.
190. „ Dr. A. Galle, Potsdam, Geodät. Institut.
191. „ Prof. H. Geitel, Wolfenbüttel.
192. „ Dr. J. Ritter von Geitler, Prag, II, 1594 Phys. Institut.
193. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan.
194. „ Prof. Dr. L. Grätz, München, Arcisstrasse 8.
195. „ Prof. Dr. Grotrian, Aachen, Theresienstrasse 13.
196. „ Prof. Dr. G. Gruss, Prag, VII, 80 Böhmische Sternwarte.
197. „ Prof. Dr. S. Günther, München, Akademiestrasse 5.
198. „ Dr. A. Hagenbach, Bonn.
199. „ Prof. Dr. E. Hagenbach-Bischoff, Basel.

200. Herr Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-Altstadt, Schweizerstr. 14.
201. „ Prof. Dr. Hammerl, Innsbruck.
202. „ Dr. Hecker, Potsdam, Geodät. Institut.
203. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Breslau, Moritzstrasse 7.
204. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg, Göthestrasse 8.
205. „ Prof. Hurmuzescu, Jassy.
206. „ Prof. Dr. G. W. A. Kahlbaum, Basel.
207. „ Prof. Dr. G. Karsten, Kiel.
208. „ Dr. W. Kaufmann, Göttingen.
209. „ Prof. Dr. H. Kayser, Bonn.
210. „ Prof. Dr. E. Ketteler, Münster i. W.
211. „ Prof. Dr. J. Kiessling, Hamburg.
212. „ Dr. L. v. Klecki, Krakau, Karmelickastrasse 44.
213. „ Prof. Dr. F. Klein, Göttingen.
214. „ Dr. O. Knoblauch, Leipzig, Kaiser-Wilhelmstrasse 51.
215. „ Prof. Dr. K. R. Koch, Stuttgart.
216. „ Prof. Dr. W. Kohlrausch, Hannover.
217. „ Prof. Dr. W. König, Greifswald.
218. „ Dr. J. Königsberger, Freiburg i. B.
219. „ Prof. Dr. H. Kronecker, Bern.
220. „ Dr. Kühnen, Potsdam, Geodät. Institut.
221. „ Prof. Dr. V. von Lang, Wien, IX. Türkenstrasse 3.
222. „ Prof. Dr. Liebisch, Göttingen, Wilhelm-Weberstrasse 17.
223. „ Prof. Dr. C. Linde, Thalkirchen bei München.
224. „ Prof. Dr. H. A. Lorentz, Leyden.
225. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
226. „ Dr. A. Mahlke, Sudenburg-Magdeburg.
227. „ Dr. E. Marx, Kiel, Physik. Institut der Universität.
228. „ A. Meiner, Leipzig, Rossplatz 17.
229. „ Dr. G. Melander, Helsingfors.
230. „ Dr. Ernst Meyer, Breslau, Vorwerk 10.
231. „ Prof. Dr. G. Meyer, Freiburg i. B., Ludwigstr. 6.
232. „ Prof. Dr. O. E. Meyer, Breslau, Schuhbrücke.
233. „ Dr. G. Mie, Karlsruhe.
234. „ Dr. James Moser, Wien VIII/1 Laudongasse 25.
235. „ Prof. Dr. A. Müttrich, Eberswalde.
236. „ Prof. Dr. W. Nernst Göttingen, Hertzb. Chaussee 13.
237. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstrasse 10/12.
238. „ Nippoldt, Potsdam, Meteorol.-magnet. Observatorium.
239. „ Prof. Dr. A. Oberbeck, Tübingen.
240. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstrasse 1.
241. „ Prof. Dr. W. Ostwald, Leipzig.
242. „ Prof. Dr. J. Pernet, Zürich-Hottingen, Hofstrasse 84.
243. „ Prof. Dr. L. Pfaundler, Graz.
244. „ Dr. A. Pflüger, Bonn.

245. Herr E. Prümm, Braunschweig, Phys. Institut.
246. „ Prof. Dr. C. Pulfrich, Jena.
247. „ Prof. Raoul Pictet, Paris, Rue Jean Goujon 37.
248. „ Dr. K. Prytz Kopenhagen, Falkoneergaardsvej 12.
249. „ Prof. Dr. G. Quincke Heidelberg, Friedrichsbau.
250. „ Prof. Dr. Recknagel Augsburg.
251. „ Dr. W. Reiss, Schloss Könitz (Thüringen).
252. „ Ingenieur Renisch, Essen.
253. „ Prof. Dr. F. Richarz, Greifswald.
254. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
255. „ Dr. R. Ritter, München.
256. „ Prof. Dr. W. Röntgen, München, Physikal. Inst. d. Universität.
257. „ Dr. M. v. Rohr, Jena.
258. „ Prof. Dr. J. Rosenthal, Erlangen.
259. „ Prof. Dr. Rühlmann, Chemnitz.
260. „ Prof. Dr. C. Runge, Hannover.
261. „ Prof. Dr. Saalschütz, Königsberg in Pr.
262. „ Prof. Dr. J. Scheiner, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
263. „ Dr. Schenck, Marburg i. H., Universitätsstrasse.
264. „ Prof. Dr. K. Schering, Darmstadt Grünerweg 10.
265. „ Dr. A. Schmidt, Gotha, Herrnwiesenweg.
266. „ Dr. Schülke Osterode O./Pr.
267. „ Dr. Silberstein, Warschau, Belwederska, Société „Phos".
268. „ Prof. Dr. P. Silow, Warschau.
269. „ Prof. Dr. A. Sprung, Potsdam, Meteorol.-magnet. Observat.
270. „ Dr. W. Starck, Greifswald, Phys. Institut der Universität.
271. „ Dr. R. Straubel, Jena, Beethovenstrasse 2.
272. „ Prof. Dr. V. Strouhal, Prag, Clementinum.
273. „ Dr. R. Süring, Potsdam, Meteorol.-magnet. Observat.
274. „ B. Tepelmann, Braunschweig.
275. „ Prof. Dr. M. Thiesen, Friedrichshagen, Ahornalle 10.
276. „ Prof. Dr. W. Uljanin, Kasan.
277. „ Dr. Usener, Kiel, Feldstrasse 26.
278. „ Dr. Veillon, Basel, Phys. Institut.
279. „ Prof. Dr. H. C. Vogel Potsdam, Astrophysik. Observat.
280. „ Prof. Dr. P. Volkmann Königsberg i. Pr. Tragheim, Kirchenstr. 11.
281. „ Prof. Dr. A. Voller, Director d. Phys. Staatslabor. in Hamburg.
282. „ Prof. Dr. R. Wachsmuth, Rostock, Prinzenstrasse 4.
283. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig.
284. „ Prof. Dr. H. F. Weber, Zürich.
285. „ Prof. Dr. L. Weber, Kiel.
286. „ Prof. Dr. E. Wiechert, Göttingen.
287. „ Prof. Dr. O. Wiedeburg, Leipzig, Liebigstrasse 8.
288. „ Prof. Dr. E. Wiedemann, Erlangen.
289. „ Prof. Dr. M. Wien, Aachen.

290. Herr Prof. Dr. W. Wien, Giessen.
291. „ Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Thalstrasse 35.
292. „ Prof. Dr. J. Wilsing Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
293. „ Prof. Dr. A. Winkelmann, Jena.
294. „ Dr. Wright, München, Giselastrasse 28.
295. „ Prof. Dr. A. Wüllner, Aachen.
296. „ Prof. Dr. W. v. Zahn, Leipzig-Plagwitz, Carl-Heinestrasse 33.
297. „ Dr. Ziegler, Greifswald, Phys. Institut der Universität.
298. Die mathem.-physik. Sammlung des bayrischen Staates (Director: Prof. Dr. Groth in München).

299. Herr Prof. Dr. Adami, Bayreuth.
300. „ Prof. Dr. A. Brill, Tübingen.
301. „ Prof. Dr. Dietrich, Stuttgart.
302. „ Prof. Dr. P. Groth, München.
303. „ Dr. B. Hecht, Königsberg i. Pr.
304. „ Prof. Dr. Hutt, Bernburg.
305. „ Prof. Dr. G. Lübeck, Friedenau bei Berlin, Kirchstrasse 7/8.
306. „ Dr. W. Müller-Erzbach, Bremen.
307. „ Prof. Dr. F. Pockels, Dresden.
308. „ Director Dr. F. Roth, Leipzig.
309. „ Dr. B. von Tietzen-Hennig in Posen.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.